

---

# Transportanisotropien an Fe/GaAs-Grenzflächen

---



Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.) der Fakultät für Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von  
Thomas Hupfauer aus  
Tegernsee

im Jahr 2015

Promotionsgesuch eingereicht am: 17.03.2015

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. John Schliemann
1. Gutachter:	Prof. Dr. Dieter Weiss
2. Gutachter:	Prof. Dr. Christian Back
weiterer Prüfer:	Prof. Dr. Dominique Bougeard

Termin Promotionskolloquium: 12.06.2015



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Eisen auf GaAs . . . . .	5
2.1.1. Die Oberfläche von GaAs(001) . . . . .	5
2.1.2. Wachstum von Eisen auf GaAs . . . . .	6
2.1.3. Magnetische Eigenschaften . . . . .	10
2.2. Transport . . . . .	11
2.2.1. Transport in Metallen . . . . .	11
2.2.2. Streuung und Temperaturabhängigkeit . . . . .	15
2.2.3. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung . . . . .	17
2.2.4. Transport in dünnen Schichten . . . . .	18
2.2.5. Transport in ferromagnetischen Metallen . . . . .	21
2.2.6. Positiver und negativer Magnetowiderstand . . . . .	27
2.3. Der AMR-Effekt . . . . .	28
2.3.1. Experimentelle Beobachtungen . . . . .	28
2.3.2. Anschauliche Erklärung . . . . .	28
2.3.3. Mathematische Beschreibung . . . . .	32
2.3.4. Kristalliner anisotroper Magnetowiderstand . . . . .	34
2.4. Transport in Eisen auf GaAs . . . . .	35
2.4.1. Vorüberlegungen . . . . .	35
2.4.2. Das Spin-Bahn-Feld-Modell . . . . .	39
2.4.3. Phänomenologisches Modell . . . . .	42
2.4.4. First-Principles-Studien . . . . .	43
<b>3. Probenpräparation und Messverfahren</b>	<b>47</b>
3.1. Probenpräparation . . . . .	47
3.1.1. Herstellung des Probenmaterials . . . . .	47
3.1.2. Probenstrukturierung . . . . .	49
3.1.3. Kontaktieren der Strukturen . . . . .	50
3.1.4. Besonderheiten der Probenpräparation . . . . .	51
3.2. Messaufbau . . . . .	51

<b>4. Messergebnisse und Diskussion</b>	<b>55</b>
4.1. Probencharakterisierung . . . . .	56
4.1.1. Kennlinien und Kontakte . . . . .	56
4.1.2. Temperaturverhalten . . . . .	63
4.1.3. TEM-Aufnahmen . . . . .	66
4.1.4. Magnetische Untersuchungen . . . . .	67
4.2. Magnetfeldmessungen out-of-plane . . . . .	70
4.3. Magnetfeldmessungen in-plane . . . . .	74
4.3.1. Lineare Sweeps . . . . .	74
4.3.2. Kreissweeps . . . . .	79
4.4. Messungen mit Gate . . . . .	92
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>95</b>
<b>Anhang</b>	<b>98</b>
<b>A. Prozessdokumentation</b>	<b>99</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>103</b>
<b>Danksagung</b>	<b>109</b>

# 1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden die Anisotropien untersucht, die im lateralen Transport entlang der Grenzfläche zwischen Eisen und Galliumarsenid auftreten. Diese Transportanisotropien betreffen dabei sowohl die elektrische Leitfähigkeit als auch die Wirkung des AMR<sup>1</sup>-Effekts.

Diese Arbeit kann dem Bereich der Spintronik zugeordnet werden, welche ein großes, wichtiges und zukunftsweisendes Forschungsgebiet darstellt. In der Spintronik wird stets versucht, zusätzlich zur elektrischen Ladung der Ladungsträger, auch deren Spin nutzbar zu machen. Dadurch sollen elektronische Bauelemente verbessert werden, was für den technischen Fortschritt, vor allem in Hinblick auf die fortschreitende Miniaturisierung, unerlässlich ist. So können Eigenschaften dieser Bauteile durch die Richtung des Elektronenspins und somit durch ein externes Magnetfeld eingestellt werden. Umgekehrt wird auch versucht, mit möglichst einfachen Mitteln, also elektrischen Strömen und Feldern, den Spin der Ladungsträger zu beeinflussen.

Magnetfeldabhängiger elektrischer Transport kann durch das Ausnutzen magnetoresistiver Effekte erzielt werden. Ein sehr bekanntes Beispiel einer solchen technischen Anwendung in der Computerindustrie stellen Festplattenleseköpfe dar, deren Funktionsweise auf dem Riesenmagnetowiderstand (GMR<sup>2</sup>-Effekt) beruht. Dieser ist bereits 1988 zeitgleich von Albert Fert [1] und Peter Grünberg [2] entdeckt worden, wofür im Jahr 2007 der Nobelpreis für Physik vergeben wurde. Der GMR-Effekt tritt auf, wenn ein elektrischer Strom von einem ferromagnetischen Kontakt über einen nichtmagnetischen Leiter in einen zweiten ferromagnetischen Kontakt fließt. Der Gesamtwiderstand dieser Heterostruktur ist dann minimal, wenn die Magnetisierungen der ferromagnetischen Kontakte parallel ausgerichtet sind und maximal, wenn diese antiparallel zueinander liegen.

Wird in der Heterostruktur anstatt des nichtmagnetischen Metalls ein dünner Isolator verwendet, so ist Stromfluss nur noch durch quantenmechanisches Tunneln möglich. Dabei tritt ebenfalls ein magnetoresistiver Effekt auf, der sogenannte TMR<sup>3</sup>-Effekt, der im Jahr 1975 von Jullière entdeckt wurde [3]. Dabei tritt ebenfalls ein Minimum im Widerstand auf, wenn die Ausrichtung der Magnetisierungen

---

<sup>1</sup>engl: **A**nisotropic **M**agnetoresistance

<sup>2</sup>engl: **G**iant **M**agnetoresistance

<sup>3</sup>engl: **T**unneling **M**agnetoresistance

parallel zueinander ist. Dieser Effekt, der auch an der Universität Regensburg bereits näher untersucht wurde [4], stellt zur Zeit den aussichtsreichsten Kandidaten dafür dar, einen MRAM<sup>4</sup>-Speicher zu entwickeln, um herkömmliche Arbeitsspeicher in der Computertechnik ersetzen zu können. Diese haben den Vorteil, nicht flüchtig zu sein, was ein Booten eines Rechners überflüssig machen würde.

Ein weiterer magnetoresistiver Effekt, der beim Tunneln durch Isolatorschichten auftreten kann, ist der im Jahr 2004 von Gould *et al.* [5] entdeckte TAMR<sup>5</sup>-Effekt. Dabei ist nur ein ferromagnetischer Kontakt notwendig und der resultierende Gesamttunnelwiderstand hängt somit nur von der Orientierung der Magnetisierung einer einzelnen magnetischen Schicht ab, was gegenüber dem TMR-Effekt einen großen Vorteil für zukünftige technische Anwendungen darstellt. Gould *et al.* verwendeten den verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As für den ferromagnetischen Kontakt, was aufgrund der niedrigen Curie-Teperatur direkte technische Anwendungen schwierig macht.

Von Moser *et al.* konnte der TAMR-Effekt an der Universität Regensburg auch an einem Schichtsystem aus Eisen, GaAs und Gold nachgewiesen werden [4, 6] und wurde in nachfolgenden experimentellen Untersuchungen von Lobenhofer [7, 8] näher betrachtet. Parallel zu den Experimenten fanden auch etliche theoretische Untersuchungen des TAMR-Effekts und der dafür verwendeten Fe/GaAs-Grenzfläche in der Gruppe von Prof. Jaroslav Fabian statt [6, 8, 9, 10, 11], wobei unter anderem ein phänomenologisches Modell entwickelt wurde, das die Spin-Bahn-Felder der Grenzfläche als Störung der Symmetrie des Eisens auffasst. Dieses Modell sagt auch eine Anisotropie des lateralen Transports entlang dieser Grenzfläche voraus, was nun der Gegenstand der Untersuchungen der vorliegenden Arbeit war.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit behandelt. Darunter fallen die grundlegenden Eigenschaften der Fe/GaAs-Grenzfläche, deren Herstellung sowie ihr magnetisches Verhalten. Des Weiteren wird allgemein auf den temperaturabhängigen Transport in Metallen, dünnen Schichten und ferromagnetischen Leitern eingegangen. Dabei werden Effekte wie die Elektron-Elektron-Wechselwirkung sowie der positive und negative Magnetowiderstand betrachtet. Einen wichtigen Teil dieser theoretischen Grundlagen stellt der AMR-Effekt dar, der in den Experimenten hauptsächlich untersucht wurde. Zum Abschluss des Theoriekapitels wird auf die aktuellen theoretischen Betrachtungen des Transports entlang der Fe/GaAs-Grenzfläche eingegangen, wozu das Spin-Bahn-Feld-Modell, das bereits erwähnte phänomenologische Modell und die dazu durchgeführten *First-Principles*-Studien gehören.

---

<sup>4</sup>engl: Magnetoresistive **R**andom **A**ccess **M**emory

<sup>5</sup>engl: **T**unneling **A**nisotropic **M**agnetoresistance

---

Kapitel 3 behandelt den Prozess der Probenherstellung und die im Laufe der Arbeit verwendeten Messmethoden. Dabei wird der Schichtaufbau der Proben näher betrachtet und alle Schritte erläutert, die zur Strukturierung dieser Proben notwendig sind. Zusätzlich werden kurz die Wirkungsweise eines Kryostatsystems erklärt und die Schaltskizzen der elektrischen Messungen dargelegt.

Kapitel 4 stellt den Hauptteil der vorliegenden Arbeit dar. Hier werden alle experimentellen Ergebnisse anhand von exemplarisch ausgewählten Graphen gezeigt und diskutiert. Dabei wird zunächst ausführlich auf die Charakterisierung der Proben mithilfe von Kennlinien eingegangen und danach das Verhalten des elektrischen Transports in Abhängigkeit von Temperatur und magnetischen Feldern behandelt. Die Messergebnisse werden dabei stets mit theoretischen Betrachtungen verglichen und diskutiert.

Zum Abschluss werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit in Kapitel 5 zusammengefasst und dabei ein Ausblick auf mögliche zukünftige Experimente in diesem Gebiet gegeben.



## 2. Theoretische Grundlagen

*In diesem Kapitel wird auf die theoretischen Grundlagen eingegangen, die für diese Arbeit benötigt werden. Dazu gehört die GaAs(001)-Oberfläche, das darauf stattfindende epitaktische Wachstum von Eisen und die Eigenschaften der resultierenden Grenzfläche sowie des Eisenfilms. Dabei wird vor allem der richtungsabhängige Transport entlang des Films und der AMR-Effekt betrachtet.*

### 2.1. Eisen auf GaAs

#### 2.1.1. Die Oberfläche von GaAs(001)

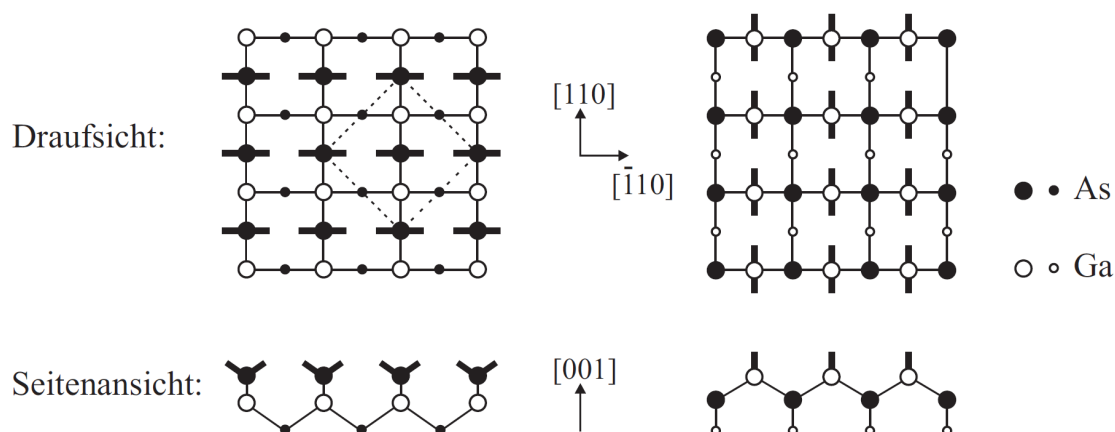
Zunächst wird auf die Eigenschaften der Oberfläche von GaAs(001) eingegangen. GaAs kristallisiert in der Zinkblendestruktur, also einem  $fcc^1$ -Gitter mit zweiatomiger Basis. Die Gallium- bzw. Arsenatome befinden sich dabei jeweils auf den Gitterplätzen von eigenen  $fcc$ -Gittern, welche gegeneinander um  $1/4$  der Gitterkonstante in alle drei Raumrichtungen verschoben sind (siehe Abbildung 2.2). Die kovalenten Bindungen zwischen den Atomen des Kristalls entstehen durch deren vier  $sp^3$ -Hybridorbitale, die sich mit denen der vier nächsten Nachbarn (stets Atome der jeweils anderen Sorte) überlappen. Jedes Atom geht dabei jeweils zwei Bindungen mit den Atomen der darunter und der darüber liegenden Netzebene ein (siehe Abbildung 2.1).

Je nachdem welche Netzebene sich ganz oben befindet, kann die Oberfläche also entweder As- oder Ga-terminiert sein. Desweiteren ragen aus einer idealisierten GaAs(001)-Oberfläche pro Atom der obersten Ebene zwei ungesättigte Bindungen, so genannte *dangling bonds*, heraus. Aufgrund der Richtungen der *dangling bonds* ist klar ersichtlich, dass die  $[110]$ - und die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung an der Oberfläche nicht äquivalent sind. Im Idealfall liegen die *dangling bonds* energetisch auf dem gleichen Niveau wie die  $sp^3$ -Hybridorbitale. Da diese für As-Atome im Valenzband und für Ga-Atome im Leitungsband liegen [12], ist zu erwarten, dass auch die von Arsenatomen ausgehenden *dangling bonds* mit Elektronen besetzt werden, während die von Galliumatomen ausgehenden leer bleiben sollten. Dies würde dann zu einer Akkumulation von Elektronen an einer As-terminierten und

---

<sup>1</sup>engl: face centered cubic

zu einer Verarmung an einer Ga-terminierten Oberfläche führen, was jeweils die elektrostatische Energie erhöhen würde. Um diese Energie zu minimieren, findet eine Rekonstruktion der Oberfläche statt. Unter Oberflächenrekonstruktion wird allgemein die Anordnung der Atome einer Festkörperoberfläche verstanden, falls diese Anordnung dort anders ist als auf einer ansonsten äquivalenten Ebene im *bulk*-Material. Dabei bilden sich sogenannte Dimere aus, Bindungen zwischen zwei sich gegenseitig zugewandten *dangling bonds*. Bei GaAs(001) können viele verschiedene Rekonstruktionen entstehen, die sich in ihren Atomabständen und in ihrer Arsen- bzw. Galliumkonzentration an der Oberfläche unterscheiden. Eine genauere Betrachtung der Oberflächenrekonstruktionen und der dazugehörigen Dimerbildung findet sich in [13].



**Abbildung 2.1:** Idealisierte Oberfläche von GaAs(001), As-terminiert (links) und Ga-terminiert (rechts). Die durchgezogenen Verbindungslinien zwischen zwei Atomen stellen die kovalenten Bindungen des GaAs-Kristalls dar. Das gestrichelte Quadrat im linken Bild verdeutlicht die Lage der Einheitszelle. Die von den Atomen der obersten Monolage ausgehenden fett gezeichneten Striche symbolisieren die sogenannten „dangling bonds“. Es ist an diesen klar erkennbar, dass die  $[110]$ - und die  $[\bar{1}10]$ -Richtung an der Oberfläche nicht äquivalent sind. (aus [13])

### 2.1.2. Wachstum von Eisen auf GaAs

Wird eine einkristalline Schicht so geordnet auf ein einkristallines Substrat aufgewachsen, dass sie die kristallographische Orientierung des Substrats übernimmt, so spricht man von epitaktischem Wachstum. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen der Schicht und denen des Substrats muss dabei groß genug sein, um dies zu ermöglichen. Des Weiteren sollte eine eindeutige energetisch günstigste Schichtorientierung existieren, so dass kein polykristallines Wachstum stattfindet. Beim



Wachstum verschiedener Stoffe aufeinander (Heteroepitaxie) ist es außerdem entscheidend, dass die Gitterabstände der Schicht  $a_{\text{Schicht}}$  und des Substrats  $a_{\text{Substrat}}$  kompatibel zueinander sind. Dies ist erfüllt, wenn sie in etwa gleich sind oder ein einfaches rationales Verhältnis bilden. Als Maß dient die Gitterfehlانpassung  $f$ :

$$f = \frac{n \cdot a_{\text{Schicht}} - a_{\text{Substrat}}}{a_{\text{Substrat}}} \quad (2.1)$$

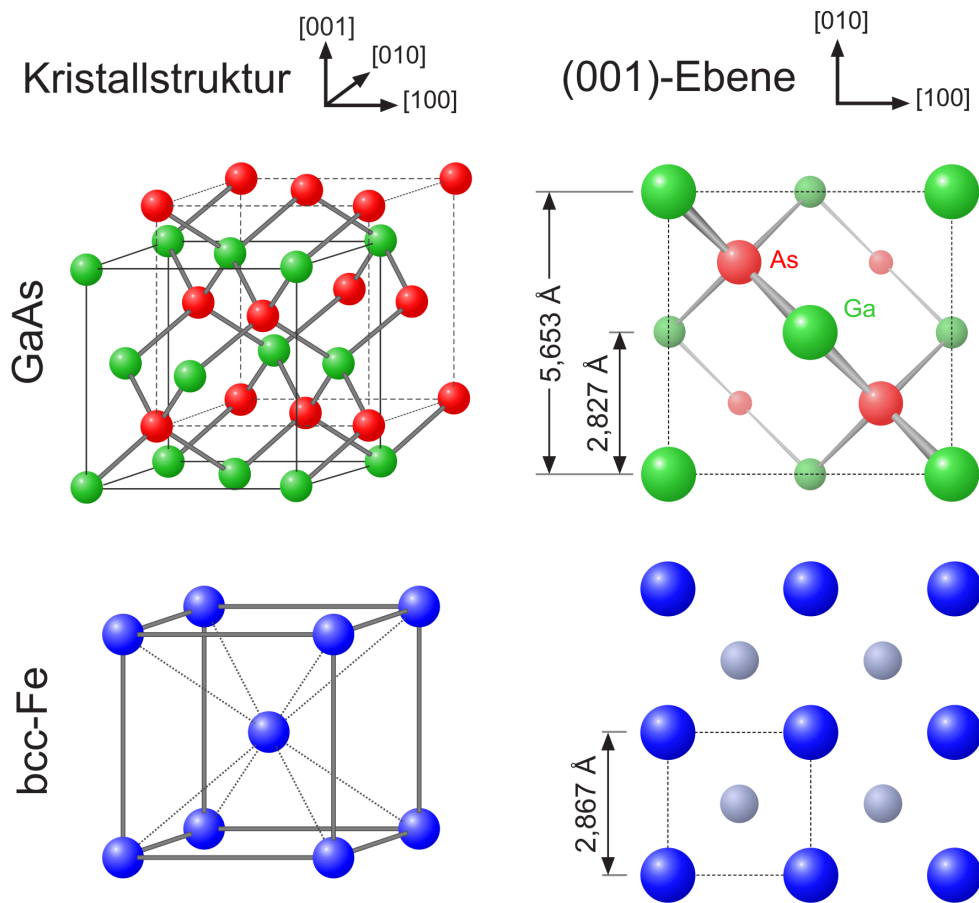
Dabei stellt  $n \approx a_{\text{Substrat}}/a_{\text{Schicht}}$  das Verhältnis der Gitterkonstanten dar, für das die Gitterfehlانpassung berechnet werden soll. Für bcc-Fe(001) auf GaAs(001) ist  $n = 2$ , die Gitterkonstante von Eisen ist also ca. halb so groß wie die von GaAs (siehe Abb. 2.2). Die Gitterfehlانpassung berechnet sich dann zu  $f \approx 1,4\%$ . Aufgrund dieser geringen Gitterfehlانpassung kann pseudomorphes Wachstum erfolgen; die Eischicht übernimmt also die Gitterkonstante des GaAs-Substrats und wächst somit verspannt auf. Diese Verspannungen werden mit steigender Schichtdicke in der Regel durch Versetzungen wieder abgebaut. Ashraf *et al.* konnten pseudomorphes Wachstum von Eisen auf As-terminiertem GaAs bis zu einer Schichtdicke von 5 nm beobachten [14].

Der genaue Ablauf des Eisenwachstums ist sowohl von der Oberflächenbeschaffenheit des GaAs als auch von der Wachstumstemperatur abhängig. Zunächst bilden sich kleine Eiseninseln, deren Position von der Oberflächenrekonstruktion bestimmt wird. Für Ga-reiche Oberflächen konnten von Moosbühler [13] bereits bei einer durchschnittlichen Schichtdicke von 0,1 ML Eisenkeime mit bis zu drei Atomlagen Höhe und 2 nm Breite beobachtet werden. Bei einer mittleren Dicke von ca. drei Monolagen sind die Inseln zusammengewachsen und quasi-lagenweises Wachstum setzt ein, wobei der Einfluss der ursprünglichen Rekonstruktion verschwindet. RHEED<sup>2</sup>-Untersuchungen von Brockmann [15] und Bensch [16] zufolge verschwindet das Beugungsmuster der GaAs-Oberfläche bei ca. 0,5 ML mittlerer Eisendicke, während erst ab ca. 2 ML ein Beugungsmuster entsteht, das kristallinem bcc-Eisen zugeordnet werden kann. Dazwischen findet lediglich diffuse Streuung statt, was darauf hindeuten könnte, dass Eisen zunächst amorph aufwächst, bevor es sich bei ca. zwei Atomlagen Dicke in ein bcc-Gitter ordnet. Dieses anfänglich amorphe Wachstum, das von Bensch durch Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften bestätigt werden konnte, könnte von einer großen Gitterfehlانpassung zwischen der ursprünglich rekonstruierten, Ga-reichen Oberfläche und dem bcc-Eisen herrühren [16].

Für As-terminierte Oberflächen beobachteten Kneedler *et al.* [17] und Thibado *et al.* [18] zweidimensionales Wachstum bis zu einer mittleren Schichtdicke von 0,5 ML, wobei sich zunächst kleine zweidimensionale Eiseninseln auf den As-Dimeren bilden, die dann immer weiter zusammenwachsen. Bevor dies abgeschlossen ist, entsteht jedoch bereits die zweite Eisenlage auf den Inseln, so dass an den

---

<sup>2</sup>engl: **R**eflection **H**igh **E**nergy **E**lectron **D**iffraction



**Abbildung 2.2:** Kristallstrukturen von GaAs und bcc-Eisen als kubische Einheitszellen dreidimensional (links) und als Draufsicht auf die (001)-Ebene (rechts). Bei letzteren Darstellungen sind die tiefer liegenden sichtbaren Atome entsprechend kleiner eingezeichnet (nach [19]).

Orten der ursprünglichen Inseln die Eisenschicht stets ein bis zwei Monolagen dicker ist. Dies ist auch bei über 30 ML dicken Schichten noch sichtbar [17][18]. Aus diesem Wachstumsverhalten folgern Thibado *et al.*, dass Bindungen zwischen Eisen- und Arsenatomen günstiger sind als Bindungen zwischen Eisen- und Galliumatomen, was durch theoretische Studien mithilfe der Dichtefunktionaltheorie von Erwin *et al.* bestätigt wurde [20]. Das dreidimensionale Wachstum auf den Ga-reichen Reflektionen kann dabei so erklärt werden, dass dadurch der Kontakt zwischen Eisen- und Galliumatomen minimiert wird [18].

Unabhängig von der Rekonstruktion kann während des Wachstums mithilfe der Auger-Elektronen-Mikroskopie ein durch Oberflächensegregation aufschwimmender As-Film beobachtet werden [21], der auch nach dem anschließenden Aufbringen einer Goldschicht noch nachweisbar ist. Für Wachstumstemperaturen über

220 °C segregiert auch Gallium an die Oberfläche [21]. Beides wird in einer *First-Principles*-Studie von Mirbt *et al.* auch erwartet [22]. Demnach finden sich sowohl Gallium- als auch Arsenatome in der Eischicht, wobei Arsen bevorzugt bis an die Oberfläche segregiert. Arsen unterdrückt durch *pd*-Hybridisierung das magnetische Moment des Eisens, was bis zu magnetisch toten Lagen führen kann, weshalb die Menge der Arsenatome in der Eischicht deren magnetische Eigenschaften stark beeinflussen sollte [22]. Lee *et al.* konnten durch Eisenwachstum auf ein auf ca. 130 K gekühltes GaAs-Substrat erreichen, dass die Segregation von Gallium- und Arsenatomen stark unterdrückt wurde [23], was den Berechnungen von Mirbt *et al.* widerspricht, nach denen Arsen sich auch bei 0 K von der Grenzfläche lösen sollte [22].

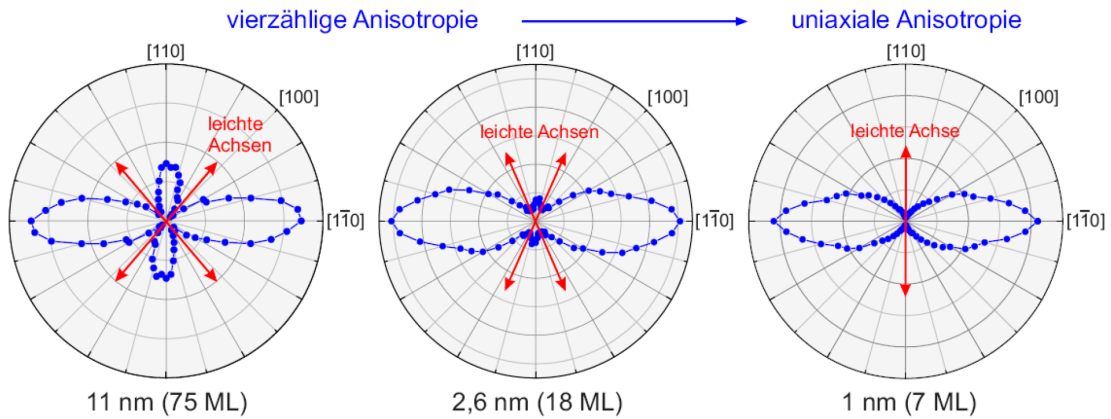
Demchenko und Liu [24] kamen durch eine theoretischen Studie mithilfe der Dichtefunktionaltheorie zu dem Schluss, dass die resultierende Grenzfläche für ursprünglich As-reiche Oberflächen ein abrupter Übergang sein sollte, während bei Ga-reichen Oberflächen eine gemischte Lage mit Gallium- und Eisenatomen günstiger erscheint. Bekräftigt wird dies durch experimentelle Ergebnisse von Ashraf *et al.* [14], die mittels eines Cantilevers Verspannungen der Eischicht *in situ* während des Wachstums auf As-reiche Rekonstruktionen bestimmen und so Rückschlüsse auf eventuelle Durchmischung der Grenzfläche ziehen konnten. Im Vergleich mit einem äquivalenten Experiment von Wedler *et al.* [25] an Ga-reichen Oberflächen stellte sich heraus, dass bei der As-terminierten Oberfläche wesentlich weniger Durchmischung stattfindet. Des Weiteren wurde von Ashraf *et al.* die Temperaturabhängigkeit des Wachstums untersucht. Die optimale Wachstumstemperatur für eine scharfe Grenzfläche, vernachlässigbare Durchmischung und pseudomorphes Wachstum liegt demnach bei unter 50 °C. Bei höheren Temperaturen steigt der Grad der Durchmischung an der Grenzfläche an und bei ca. 250 °C bildet sich eine Schicht aus einer Fe-Ga-Legierung aus [14]. Schönherr *et al.* [26] konnten zeigen, dass die resultierende Oberfläche einer aufgetragenen Eischicht bei einer Wachstumstemperatur von ca. 50 °C und As-reicher Rekonstruktion glatter und defektfreier ist als bei anderen Temperaturen oder Ga-reicherer Rekonstruktion.

Direkte Untersuchungen der resultierenden Grenzfläche für As-terminierte Rekonstruktionen wurden mittels Rastertransmissionselektronenmikroskops von Zega *et al.* [27] und LeBeau *et al.* [28] durchgeführt. Nach Demchenko und Liu [24] sollte sich also theoretisch eine scharfe Grenzfläche ergeben. Zega *et al.* beobachteten jedoch eine teilweise durchmischte Grenzfläche, wie sie für Ga-reiche Rekonstruktionen erwartet werden würde, während LeBeau *et al.* Gitterlücken in der ersten Eisenlage feststellten.

Da die magnetischen Eigenschaften einer Eischicht auf GaAs ab ca. 10 ML Dicke unabhängig von den ursprünglich vorhandenen Oberflächenrekonstruktionen sind, schließt Moosbühler daraus, dass sich immer die gleiche Grenzfläche ausbil-

det und die Rekonstruktionen durch einen Umordnungsprozess zerstört werden, der während des Wachstums der ersten zehn Monolagen stattfindet [13] [29]. Wie sich die resultierende Grenzfläche exakt zusammensetzt und wie sie sich für Eisenfilme unter 10 ML Dicke unterscheidet, ist bislang nicht abschließend geklärt. Ein guter Überblick über die verschiedenen möglichen Rekonstruktionen und das darauf stattfindende Eisenwachstum sowie die resultierenden Eigenschaften der so entstandenen Heterostrukturen ist im Übersichtsartikel von Wastlbauer und Bland [30] gegeben.

### 2.1.3. Magnetische Eigenschaften



**Abbildung 2.3:** Polarplots der Magnetisierungsarbeiten von unterschiedlich dicken, epitaktischen Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) bei Raumtemperatur, gemessen von M. Zölfl [31]. Die vierzählige Anisotropie von massivem Eisen wird mit abnehmender Schichtdicke von einem von der Grenzfläche stammenden uniaxialen Beitrag überlagert. (aus [19])

Aufgrund der kubischen Kristallstruktur von *bcc*-Eisen ist eine vierzählige Anisotropie der Magnetisierungsarbeit in der Schichtebene zu erwarten. Wie in Abbildung 2.3 dargestellt, wird diese vierzählige Anisotropie mit leichten Achsen in den [100]- und [010]-Richtungen mit abnehmender Schichtdicke immer stärker von einer uniaxialen Komponente überlagert. Diese ergibt ab einer Schichtdicke von ca. 7 ML eine einzelne leichte Achse entlang der [110]-Richtung. Für die im *bulk*-Eisen äquivalenten Richtungen [110] und  $[1\bar{1}0]$  resultieren also aufgrund einer von der Grenzfläche stammenden Anisotropiekomponente unterschiedliche Magnetisierungsarbeiten.

Wie bereits im letzten Abschnitt erwähnt wurde, ist dieses qualitative Verhalten unabhängig von der vorherigen Rekonstruktion der GaAs-Oberfläche. Moosbühler stellte fest, dass Unterschiede in den Anisotropiekonstanten, also in der Stärke der Anisotropie, nur bis zu ca. zehn Monolagen Dicke messbar sind [13, 29].

Es sind bereits verschiedene mögliche Erklärungen für die Entstehung der uniaxialen Anisotropie an der Grenzfläche betrachtet worden. Zum einen wäre es denkbar, dass es sich um eine Formanisotropie handelt, die aufgrund der gerichteten Eisenkeimbildung in Abhängigkeit von der Oberflächenrekonstruktion entsteht. Dies konnte jedoch von Moosbühler ausgeschlossen werden, da die Richtung der uniaxialen Anisotropie nicht von der vorherigen Rekonstruktion abhängt [13] [29]. Die zweite mögliche Erklärung wäre eine anisotrope Verspannung der Eisenschicht, wodurch ein magnetoelastischer Beitrag zur magnetischen Anisotropie entstehen würde. Moosbühler konnte dies ebenfalls ausschließen, indem er zeigte, dass die Verspannung isotrop ist und auch nicht anisotrop relaxiert [13]. Von Bayreuther *et al.* [32] konnte nachgewiesen werden, dass magnetoelastische Effekte generell keinen entscheidenden Anteil an der uniaxialen magnetischen Anisotropie haben. Als letzte Möglichkeit bleibt daher ein rein elektronischer Effekt, wie die *dangling bonds*, also gerichtete kovalente Bindungen zwischen GaAs und der Eisenschicht. Durch theoretische Betrachtungen von Eisenschichten auf ZnSe(001) [33] wird diese Vermutung zusätzlich gestärkt.

## 2.2. Transport

In diesem Abschnitt werden zunächst die allgemeinen Eigenschaften des elektrischen Transports in Metallen betrachtet. Danach wird auf die Temperaturabhängigkeit des Widerstands und die dafür interessante Elektron-Elektron-Wechselwirkung eingegangen. Des Weiteren werden die speziellen Eigenschaften dünner Schichten und ferromagnetischer Materialien dargelegt. Mit Ausnahme des Teils über die Elektron-Elektron-Wechselwirkung folgt der Abschnitt im Wesentlichen [34].

### 2.2.1. Transport in Metallen

Der elektrische Transport in Metallen wird von Elektronenbewegungen getragen. Diese werden durch Temperaturgradienten und vor allem durch äußere Kräfte, die aufgrund von externen elektrischen und magnetischen Feldern entstehen, beeinflusst. Zusätzlich entsteht durch räumliche Unterschiede in der Elektronendichte Diffusion. Die Wellenfunktion eines Elektrons in einem perfekten Kristall ist eine Bloch-Welle  $\Psi$ , die eine stationäre Lösung der zugehörigen Schrödingergleichung

darstellt. Aufgrund der Zeitunabhängigkeit von  $\Psi^*\Psi$  werden dadurch sich ungestört ausbreitende Elektronenwellen beschrieben. Der endliche Widerstand von Metallen entsteht nur durch Störungen der Bloch-Zustände, wie Gitterschwingungen (Phononen) oder Kristalldefekte, an denen die Elektronenwellen gestreut werden können. Durch das Einführen der mittleren freien Weglänge  $l$  werden diese Streuprozesse in der Drude-Sommerfeld-Theorie des freien Elektronengases berücksichtigt. Ebenfalls zu einer Störung der Bloch-Zustände kommt es durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.2.3), die in dem hier behandelten Ein-Elektron-Modell logischerweise nicht enthalten ist.

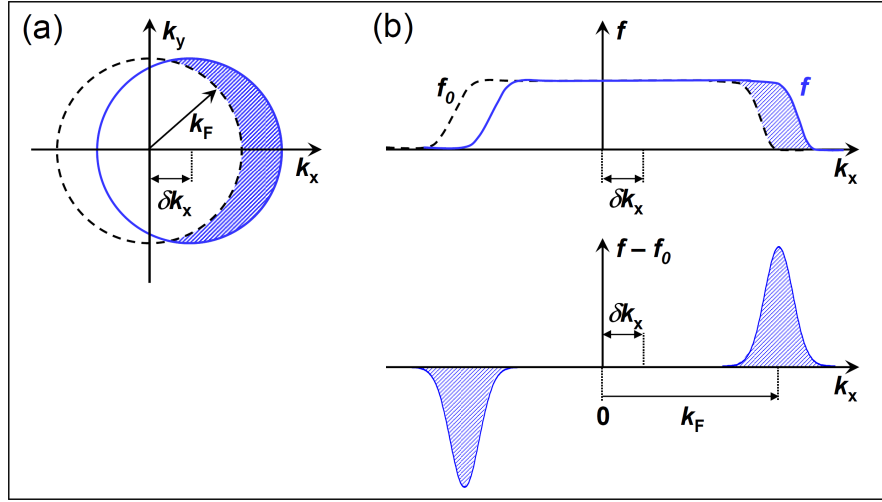
Um die elektrische Leitfähigkeit berechnen zu können, muss neben der Fermi-Fläche noch die zeitliche Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände bekannt sein. Diese Änderung wird, wie oben erwähnt, durch externe Kräfte, Diffusion und Streuprozesse bewirkt. Die Gleichgewichtsverteilungsfunktion  $f_0$  ist die Fermi-Dirac-Verteilung:

$$f_0(E(\vec{k})) = \frac{1}{e^{[E(\vec{k}) - \mu]/k_B T} + 1} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\mu$  das chemische Potential und  $\vec{k}$  der Elektronenimpuls. Die in homogenen Materialien ortsunabhängige Gleichgewichtsverteilungsfunktion  $f_0$  wird bei Anwesenheit der externen Kraft  $\vec{F} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$  und der Streuprozesse zu einer Nichtgleichgewichtsverteilung  $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ , deren zeitliche Änderung von der Boltzmann-Gleichung 2.3 beschrieben wird. Diese kann mithilfe einer semiklassischen Berechnung der Leitfähigkeit hergeleitet werden, wobei angenommen wird, dass  $\vec{k}$  wohldefiniert, also eine gute Quantenzahl ist. Dies stellt eine gute Näherung dar, solange die mittlere freie Weglänge  $l$  groß gegen die Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F = 2\pi/k_F$  ist. Genauer ist dies in [34] ausgeführt.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ges} = -\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f - \frac{e}{\hbar} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_{\vec{k}} f + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{Streu} \quad (2.3)$$

Der erste Term kommt dabei von der Diffusion, der zweite von der externen Kraft und durch den dritten Term werden die Streuprozesse berücksichtigt. Dieser ist im Allgemeinen ein Integralterm, woraus eine komplizierte Integro-Differentialgleichung folgt. Zur Vereinfachung werden daher zwei weitere Näherungen gemacht. Erstens kann die Boltzmann-Gleichung linearisiert werden, wenn angenommen wird, dass die Verteilung im stationären Zustand nur schwach von der Gleichgewichtsverteilung abweicht. Die zweite Näherung ist die sogenannte Relaxationszeitnäherung zur Beschreibung des Streutermen. Dabei wird die Relaxationszeit  $\tau$  eingeführt, mit der die Verteilung nach Aussetzen der externen Kraft wieder in die Gleichgewichtsverteilung übergeht. Im Rahmen der Relaxationszeitnäherung wird eine konstante, energieunabhängige Relaxationszeit angenommen. Unter Verwendung beider Näherungen und ohne Magnetfeld ergibt sich folgender Ausdruck



**Abbildung 2.4:** *k*-Raumverteilung von quasi-freien Elektronen mit und ohne angelegtem konstantem elektrischen Feld in *x*-Richtung: (a) Die Fermikugel ist wegen dem Feld um  $\delta k_x = e\tau E_x/\hbar$  verschoben. (b) Die Verteilungsfunktion unterscheidet sich nur in der Nähe der Fermi-Energie signifikant von der Gleichgewichtsverteilung. (aus [34])

(genauer in [34] ausgeführt):

$$f(\vec{k}) = f_0\left(\vec{k} - \frac{e}{\hbar}\tau(\vec{k})\vec{E}\right) \quad (2.4)$$

Dies stellt eine Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion dar, die um  $\delta k_x = e\tau\vec{E}/\hbar$  im *k*-Raum verschoben ist, wie in Abbildung 2.4a dargestellt. Diese neue Verteilungsfunktion ist nur nahe der Fermi-Energie von der Gleichgewichtsverteilungsfunktion unterscheidbar (siehe Abbildung 2.4b). Alle besetzten  $\vec{k}$ -Zustände, für die kein besetzter  $(-\vec{k})$ -Zustand existiert, tragen zum Transport bei [35].

Die Relaxation zurück in den Gleichgewichtszustand nach Abschalten des elektrischen Felds kommt nur über inelastische Streuprozesse zustande. Dies liegt daran, dass die Elektronen, deren Energie durch das Feld auf Werte außerhalb der Gleichgewichtsverteilung erhöht wurde (in Abbildung 2.4a blau schraffiert) jetzt eine höhere Energie besitzen als die freien Zustände in der Gleichgewichts-Fermi-Kugel, in die diese Elektronen streuen müssen. Daher muss über die inelastischen Streuprozesse die Energie dieser Elektronen verringert werden, da sonst die Fermi-Kugel wachsen müsste.

Zur Berechnung der Leitfähigkeit  $\sigma$  wird von der Stromdichte  $\vec{J}$  ausgegangen:

$$\vec{J} = \overbrace{\frac{1}{2}}^{\text{Spin}} \overbrace{\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3}^{\text{3D-Zustandsdichte}} \int e \cdot \vec{v}(\vec{k}) \cdot f(\vec{k}) \cdot d\vec{k} \quad (2.5)$$

Das Volumenintegral im  $k$ -Raum kann in ein Integral über die Fermi-Fläche  $S_F$  überführt werden und es folgt (siehe [34]):

$$\vec{J} = \frac{e^2 \tau}{4\pi^3 \hbar} \int \frac{\vec{v}(\vec{k}) \cdot \vec{v}(\vec{k})}{v(k)} dS_F \cdot \vec{E} \quad (2.6)$$

Mit diesem Ausdruck und mit  $\vec{J} = \hat{\sigma} \cdot \vec{E}$  kann der Leitfähigkeitstensor  $\hat{\sigma}$  angegeben werden:

$$\hat{\sigma} = \frac{e^2 \tau}{4\pi^3 \hbar} \int \frac{\vec{v}(\vec{k}) \cdot \vec{v}(\vec{k})}{v(k)} dS_F \quad (2.7)$$

Bei kubischer Kristallsymmetrie wird der Leitfähigkeitstensor  $\hat{\sigma}$  zu einem Skalar:

$$\sigma = \frac{e^2}{12\pi^3 \hbar} \int l dS_F \quad (2.8)$$

Die mittlere freie Weglänge  $l$  wird dabei als  $l = \tau v$  definiert, was bedeutet, dass die Zeit zwischen zwei Stoßprozessen (Streuzeit) und die Relaxationszeit als gleich angenommen werden. Dies ist für unkorreliert stattfindende Stöße korrekt [35].

Die Fermi-Verteilungsfunktion (Gleichung 2.4) kann so umgeschrieben werden, dass der klassische Transport beschrieben wird:

$$f(\vec{k}) = f_0 \left( E(\vec{k}) - e\tau \vec{v}(\vec{k}) \cdot \vec{E} \right) \quad (2.9)$$

Nach dieser Gleichung hätte ein Elektron im Zustand  $\vec{k}$  die Energie  $\delta E(\vec{k}) = e\tau \vec{v}(\vec{k}) \cdot \vec{E}$  hinzugewonnen. Ein klassisches Elektron erfährt diese Energieerhöhung, wenn es sich für eine mittlere Zeit  $\tau$  mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}(\vec{k})$  in einem elektrischen Feld  $\vec{E}$  bewegt. Darauf beruht die kinetische Methode zur Bestimmung von Transporteigenschaften. Dazu kann die mittlere Driftgeschwindigkeit  $\delta \vec{v}$  definiert werden, die äquivalent ist zur Energie, die zwischen zwei Streuprozessen aufgenommen wird.

$$\delta \vec{v} \cdot \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} = e\tau \vec{v} \cdot \vec{E} \quad \delta \vec{v} = \frac{e\tau}{m} \vec{E} \quad (2.10)$$

Dabei ist die rechte Gleichung für ein klassisches Elektron mit Masse  $m$  gültig. Für  $n$  Elektronen pro Einheitsvolumen kann dann die Stromdichte und über  $\vec{J} = \hat{\sigma} \cdot \vec{E}$  auch die spezifische Leitfähigkeit angegeben werden:

$$\vec{J} = ne\delta \vec{v} = \frac{ne^2 \tau}{m} \vec{E} \quad \sigma = \frac{ne^2 \tau}{m} \quad (2.11)$$

Für ein Gas freier Elektronen ist dieser Ausdruck für die spezifische Leitfähigkeit äquivalent zu Gleichung 2.8. Für Halbleiter ist die kinetische Formel 2.11 gut geeignet, während bei manchen Metallen, in denen Gittereffekte die effektive Elektronengeschwindigkeit verringern oder in denen durch Zonengrenzen die Integration in Gleichung 2.8 reduziert wird, Abweichungen auftreten [34].



### 2.2.2. Streuung und Temperaturabhängigkeit

Wie oben angesprochen, ist der Widerstand von Metallen mit perfekter periodischer Kristallstruktur theoretisch null. Die Tatsache, dass alle nicht-supraleitenden Metalle einen endlichen Widerstand besitzen, kommt daher, dass die Blochwellen, die die Elektronen im Kristall beschreiben, inkohärent gestreut werden. Dies kann sowohl an Störstellen im Gitter wie auch an thermischen Gitterschwingungen (Phononen) geschehen. Zusätzlich können sich die Elektronen auch noch gegenseitig stören, was in Abschnitt 2.2.3 behandelt wird. Die verschiedenen auftretenden Streuprozesse lassen sich dabei durch den Streuquerschnitt  $S$  und die Dichte  $n_S$  ihrer Streuzentren beschreiben. Die mittlere freie Weglänge  $l$  verhält sich dabei invers zu  $S$  und  $n_S$ . Für voneinander unabhängige Streuprozesse folgt also  $l^{-1} = \sum n_{Si} S_i$ . Die inverse mittlere freie Weglänge ist dabei direkt proportional zum Widerstand, so dass sich der Gesamtwiderstand aus der Summe der Einzelwiderstände ergibt. Dies wird durch die Matthiessen'sche Regel ausgedrückt:

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 + \dots \qquad \frac{1}{l} = \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} + \frac{1}{l_3} + \dots \qquad (2.12)$$

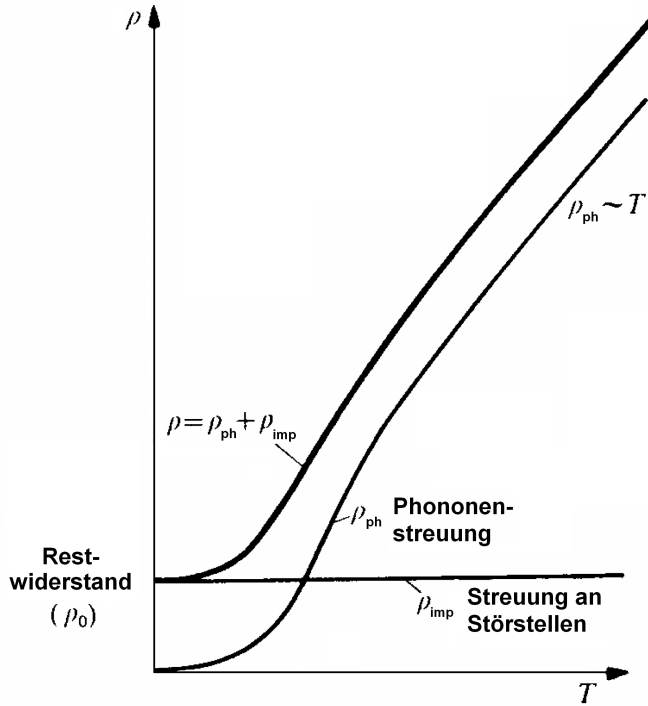
Im Folgenden werden die wichtigsten Streumechanismen kurz skizziert. Ausführlicher werden diese z.B. in [34], [36], [37] oder [38] behandelt.

Die Streuung an neutralen und geladenen Störstellen sowie anderen Punktdefekten liefert einen Beitrag zum gesamten spezifischen Widerstand, der stark abhängig von der Konzentration der entsprechenden Störstellen im Kristall ist, jedoch keine Temperaturabhängigkeit aufweist (siehe Abb. 2.5). Neutrale oder ungeladene Störstellen sind dabei in den Kristall anstatt eines regulären Atoms eingebaute Fremdatome, die dann die gleiche Ionisierung wie diese aufweisen. Quantenmechanisch lassen sich diese Störstellen als Kastenpotential beschreiben, von dessen Radius der Streuquerschnitt dann quadratisch abhängt. Geladene Störstellen haben zusätzlich eine im Vergleich zu den regulären Gitteratomen unterschiedliche Ionisierungsstufe (Valenzdifferenz). Daraus folgt ein Rutherford-Streuprobem, bei dem zusätzlich das Coulomb-Potential durch die Leitungselektronen abgeschirmt ist. Der Streuquerschnitt ist dabei vom Quadrat der Valenzdifferenz abhängig. Außer dem Einbau von Fremdatomen gibt es auch noch andere Punktdefekte, wie das Fehlen eines Gitteratoms oder der Einbau an einen Zwischengitterplatz. Diese temperaturunabhängigen Streuprozesse bewirken den endlichen Restwiderstand bei  $T = 0$ .

Der aus der Elektron-Phonon-Streuung resultierende Beitrag zum Gesamtwiderstand ist stark temperaturabhängig (siehe Abb. 2.5). Für die Berechnung (siehe z.B. [34]) wird ein Debye-Modell verwendet, in dem die Zustandsdichte der Phononen, die bosonischen Charakter haben, proportional zum Quadrat ihrer Frequenz ist. Für Temperaturen, die groß gegen die Debye-Temperatur  $\Theta_D$  sind, werden alle

Zustände bis zur Debye-Frequenz besetzt. Die Anzahl der Phononen pro Zustand ist aufgrund der Bose-Einstein-Verteilung proportional zu  $k_B T$  und somit liegt ein linearer Anstieg der Phononenzahl mit der Temperatur vor, weshalb auch der Widerstand linear von der Temperatur abhängt. Für Temperaturen, die klein gegen die Debye-Temperatur sind, steigt die Anzahl der besetzten Zustände mit der Temperatur und es ergibt sich im Rahmen des Debye-Modells, dass die Phononenzahl proportional zu  $T^3$  ist. Zusätzlich steigt jedoch durch die Besetzung höherer Zustände auch die mittlere Energie der Phononen, was eine stärkere Streuung der Leitungselektronen zur Folge hat. Dieser Beitrag ist proportional zu  $T^2$ , weshalb sich insgesamt eine  $T^5$ -Abhängigkeit ergibt:

$$T > \Theta_D : \rho_{ph}(T) \propto T \quad T \ll \Theta_D : \rho_{ph}(T) \propto T^5 \quad (2.13)$$



**Abbildung 2.5:** Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur. Der temperaturunabhängige Beitrag der Streuung an Störstellen und der temperaturabhängige Beitrag der Phononenstreuung addieren sich zum Gesamtwiderstand. (nach [35])

Mit beiden Beiträgen ergibt sich dann die in Abbildung 2.5 dargestellte Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur. Zusätzlich können noch eine Reihe anderer Effekte auftreten, die den Widerstand temperaturabhängig beeinflussen. Dazu gehören die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, auf die im folgenden Abschnitt 2.2.3 eingegangen wird, die Streuung an Magnonen (siehe Abschnitt 2.2.5) in ferromagnetischen Leitern oder auch der Effekt der Supraleitung, der in dieser Arbeit nicht behandelt wird.

### 2.2.3. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung

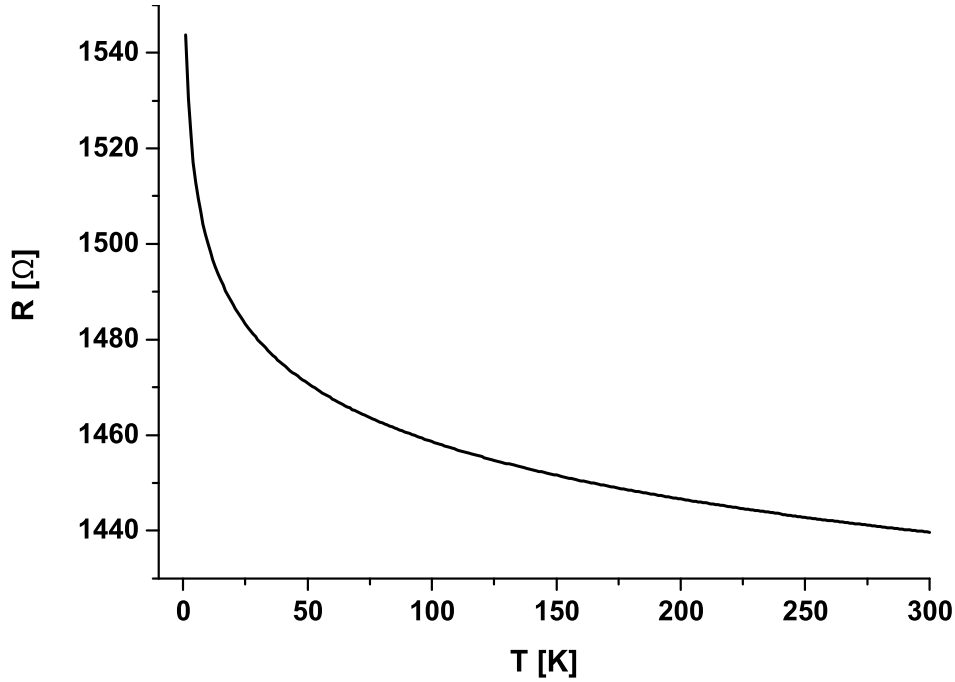
Alle in den vorangegangenen Abschnitten behandelten Effekte sind Ein-Teilchen-Phänomene, beruhen also auf der Annahme, dass die Leitungselektronen sich nicht gegenseitig beeinflussen. In Metallen kann die Elektron-Elektron-Wechselwirkung jedoch signifikant zum Gesamtwiderstand beitragen. Die diffusive Bewegung der Elektronen bei tiefen Temperaturen führt dabei dazu, dass die Coulomb-Wechselwirkung weniger stark abgeschirmt wird. Die dadurch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung resultiert in einem erhöhten Widerstand (siehe dazu auch Abb. 2.6). Quantenmechanisch kann dies mithilfe der Heisenberg'schen Unschärfrelation erklärt werden. Danach sind Elektronen während der Zeitspanne  $\Delta t = \hbar/\Delta E$  ununterscheidbar, weshalb sie, speziell bei geringer Energiedifferenz  $\Delta E$ , bei ihrer diffusen Bewegung durch den Leiter öfters miteinander wechselwirken können. Die Leitfähigkeit wird durch diesen Effekt stets gesenkt und die Stärke des Effekts nimmt zu kleineren Temperaturen hin zu [39] [40]. Insgesamt ergibt sich für einen quasi-zweidimensionalen metallischen Leiter eine  $\ln(T)$ -Abhängigkeit für die Korrektur der Leitfähigkeit [40] [41]:

$$\Delta\sigma_{\square} = \frac{F^{2D}}{\pi} \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0} \quad R = \left( \frac{1}{R_0} + \frac{W}{L} \frac{F^{2D}}{\pi} \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Dabei stellt  $\Delta\sigma_{\square}$  die Korrektur zur Flächenleitfähigkeit  $\sigma_{\square} = \sigma d$  dar, wobei  $d$  die Schichtdicke und  $\sigma$  die spezifische Leitfähigkeit ist.  $F^{2D}$  ist ein Screening-Faktor, der nach theoretischen Überlegungen [42] [43] den Wert  $F^{2D} = 2, 3$  annimmt<sup>3</sup>.  $R_0$  stellt den Widerstand ohne den Beitrag der Elektron-Elektron-Wechselwirkung dar und  $W$  und  $L$  sind die Breite und Länge der Probe. Die Korrektur zur Flächenleitfähigkeit  $\Delta\sigma_{\square}$  ist dabei unabhängig vom Wert der Flächenleitfähigkeit  $\sigma_{\square}$ . In Abbildung 2.6 ist die Wirkung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung (Gleichung 2.14) auf den Gesamtwiderstand in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Gewählt wurde dazu eine hypothetische quasi-zweidimensionale Probe, die bei  $T_0 = 10$  K einen Widerstand von  $1500 \Omega$  aufweist. Der Screening-Faktor wurde auf  $F^{2D} = 2, 3$  gesetzt. Es ist eine erhebliche Zunahme des Widerstands bei tiefen Temperaturen zu erkennen. In Kombination mit den im letzten Abschnitt diskutierten Streuprozessen (siehe Abb. 2.5) ist also zu erwarten, dass der Widerstandsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur ein Minimum besitzt, wenn die Beiträge dieser Streuprozesse und der Elektron-Elektron-Wechselwirkung von vergleichbarer Größenordnung sind.

Zusätzlich zur Elektron-Elektron-Wechselwirkung existiert noch ein weiterer Effekt, der bei quasi-zweidimensionalen Leitern eine logarithmische Abhängigkeit der

<sup>3</sup>Der Wert 2, 3 folgt beim Vergleich der Formeln aus der Umrechnung zwischen natürlichem und dekadischem Logarithmus

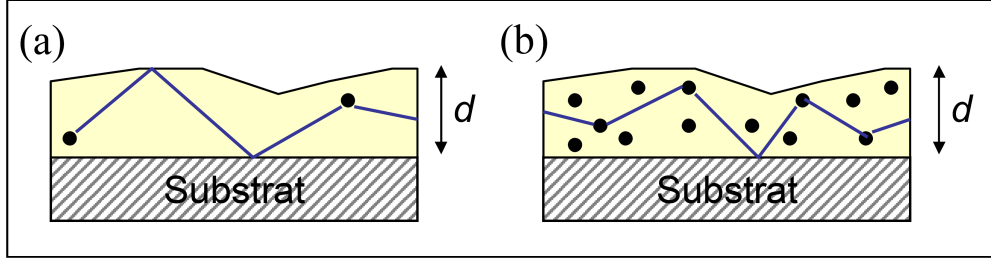


**Abbildung 2.6:** Widerstandsbeitrag der Elektron-Elektron-Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Temperatur. Der Widerstand nimmt zu tiefen Temperaturen hin zu. Für die Berechnung wurde  $R_0 = 1500 \Omega$  bei  $T_0 = 10$  K und  $W/L = 2/3$  gewählt, was der Geometrie der in dieser Arbeit experimentell untersuchten Proben entspricht.

Leitfähigkeit von der Temperatur bewirkt, die sogenannte schwache Lokalisierung. Dabei interferieren Partialwellen von Elektronen auf zeitumgekehrten Pfaden in einem ungeordneten Leiter. Ohne angelegtes Magnetfeld ist die Phasenverschiebung beider Partialwellen gleich und sie interferieren am Ausgangspunkt konstruktiv, was eine höhere Rückstreuung bewirkt und somit auch einen erhöhten Widerstand. Der Effekt wird in [44] genau behandelt. Er wird durch das Anlegen eines Magnetfelds stark unterdrückt (Bruch der Zeitumkehrsymmetrie) und kann deshalb von der Elektron-Elektron-Wechselwirkung unterschieden werden, die kaum magnetfeldabhängig ist [45].

#### 2.2.4. Transport in dünnen Schichten

Für den Stromfluss durch eine dünne metallische Schicht wird die Streuung der Leitungselektronen an den Grenzflächen der Schicht mit abnehmender Schichtdicke  $d$  immer wichtiger. Abbildung 2.7 zeigt anschaulich, dass der Anteil der Streuprozesse, der an den Grenzflächen stattfindet, mit dem Verhältnis  $d/l_\infty$  abgeschätzt werden kann, wobei  $l_\infty$  die mittlere freie Weglänge darstellt, die sich



**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung der Streuprozesse in einer dünnen Metallschicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $d$  und der mittleren freien Weglänge  $l_\infty$ . (a)  $d \ll l_\infty$  und (b)  $d \gg l_\infty$  (aus [34])

aus allen anderen Streuprozessen ergibt. Die schichtdickenabhängige Leitfähigkeit einer dünnen Schicht sollte also eine Funktion dieses Verhältnisses sein. Wenn  $d \ll l_\infty$  ist, wird der Beitrag der Grenzflächenstreuung zum spezifischen Widerstand dominierend. Für  $d \gg l_\infty$  ergibt sich hingegen nur eine kleine Korrektur durch die endliche Schichtdicke, so dass die Schicht einen zum *bulk*-Material vergleichbaren spezifischen Widerstand aufweist.

Für eine Schicht in der  $xy$ -Ebene und angelegtem elektrischen Feld in  $x$ -Richtung ergibt sich mit der Ortsabhängigkeit der Verteilungsfunktion aufgrund der geringen Schichtdicke für die Leitfähigkeit  $\sigma$  aus der Boltzmann-Gleichung (Glg. 2.3) nach [34]:

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \oint v(k)\tau(k) \frac{\partial f_0}{\partial E} \left[ 1 + \exp\left(-\frac{mz}{\hbar\tau k_z}\right) \right] dz d^3\vec{k} \quad (2.15)$$

Für Filme, deren Schichtdicke  $d$  größer ist als die mittlere freie Weglänge  $l_\infty$ , gilt die sogenannte Sondheimer-Näherung (siehe dazu [46]):

$$\rho(d) = \rho_\infty \left( 1 + \frac{3l_\infty}{8d} \right) \quad (2.16)$$

Dabei stellt  $\rho_\infty$  den Widerstand des *bulk*-Materials dar. Ein allgemeinerer Ausdruck für den spezifischen Widerstand ergibt sich durch Lösung der Boltzmann-Gleichung nach Fuchs [46, 47]:

$$\frac{\rho_\infty}{\rho(d)} = 1 - \frac{3}{2}(1-p)\frac{l_\infty}{d} \int_1^\infty \left( \frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \frac{1 - \exp\left(-\frac{d}{l_\infty}t\right)}{1 - p \exp\left(-\frac{d}{l_\infty}t\right)} dt \quad (2.17)$$

Dabei stellt  $p$  den sogenannten Spiegelungsparameter dar, der die Wahrscheinlichkeit dafür beschreibt, dass ein Leitungselektron an der Grenzfläche elastisch

reflektiert wird und somit seinen Impuls in  $x$ -Richtung beibehält. Der Spiegelungsparameter hängt von der mikroskopischen Beschaffenheit der Grenzfläche ab. Für den Grenzfall großer Schichtdicken ergibt sich die durch den Spiegelungsparameter modifizierte Sondheimer-Näherung:

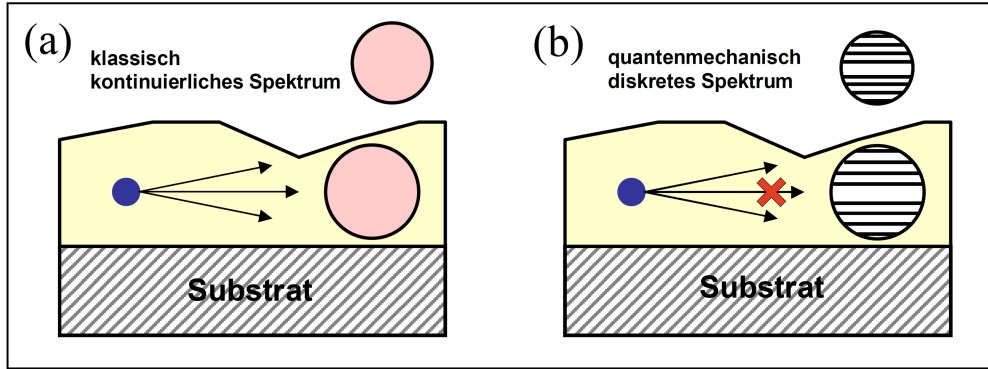
$$\rho(d) = \rho_\infty \left( 1 + \frac{3l_\infty(1-p)}{8d} \right) \quad (2.18)$$

Ohne die in  $x$ -Richtung impulserhaltende Reflexion ( $p = 0$ ) ist diese identisch mit der ursprünglichen Sondheimer-Näherung (Glg. 2.16). Werden hingegen alle Elektronen so reflektiert ( $p = 1$ ), dann resultiert der selbe spezifische Widerstand wie im *bulk*-Material. Für große Dicken ergibt sich aus den Gleichungen 2.17 bzw. 2.18 durch die  $1/d$ -Konvergenz ebenfalls der Wert des spezifischen Widerstands des *bulk*-Materials.

Der Spiegelungsparameter ist lediglich eine phänomenologische Größe und bietet leider keine mikroskopische Beschreibung der Streuung an der Grenzfläche. Für sehr große mittlere freie Weglängen können sich Elektronen in dieser semi-klassischen Sichtweise ungestreut fortbewegen, wenn ihre Bewegung parallel zur Schichtebene verläuft, sie also die Grenzflächen nicht berühren. Bei quantenmechanischer Betrachtungsweise ist dies nicht möglich. Die Beschränkung der Elektronenbewegung auf eine dünne Schicht resultiert in einer Quantisierung in  $z$ -Richtung, also senkrecht zur Schichtebene. Der entsprechende Elektronenimpuls  $p_z = \hbar k_z$  kann dann nur noch diskrete Werte mit  $k_z = n_z \pi / d$  annehmen, wobei  $n_z$  eine natürliche Zahl ist. Somit ist ein Impuls von null in  $z$ -Richtung verboten. Begründet werden kann dies durch die Heisenberg'sche Unschärferelation  $\Delta z \Delta p_z \geq \hbar$ . Da  $\Delta z \leq d$  gelten muss, folgt wegen der geringen endlichen Schichtdicke  $d$  aus der Unschärferelation, dass der Impuls in  $z$ -Richtung einen Mindestwert von  $\sim \hbar/d$  besitzt. Quantenmechanisch betrachtet ist die Oberfläche der Fermikugel also nicht kontinuierlich, sondern weist eine schichtartige Struktur auf. In Abbildung 2.8 ist der Vergleich zwischen klassischem und quantenmechanischem Transport in einer dünnen Schicht schematisch dargestellt.

Wenn die Größenordnung der Schichtdicke  $d$  im Bereich der Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F = 2\pi/k_F$  liegt, folgt mit  $k_z \sim 1/d$ , dass  $k_z \sim k_F$  gilt. Daher werden quantenmechanische Effekte bei diesen Schichtdicken wichtig. Die Fermi-Wellenlänge von Metallen liegt typischerweise bei ca. 1 nm, bei Eisen beträgt sie ca. 0,37 nm [48]. Der spezifische Widerstand kann quantenmechanisch durch Summation der Leitfähigkeiten der aus der Quantisierung hervorgehenden Subbänder bestimmt werden:

$$\rho(d) = \left( \sum_{\nu=1}^{\nu_F} \sigma_\nu \right)^{-1} \quad \sigma_\nu = \frac{n_\nu e^2}{m^* v_F} \left( \frac{1}{l_\infty} + \frac{1}{v_F \sum_{\nu'=1}^{\nu_F} (T^S)_{\nu,\nu'}} \right)^{-1} \quad (2.19)$$



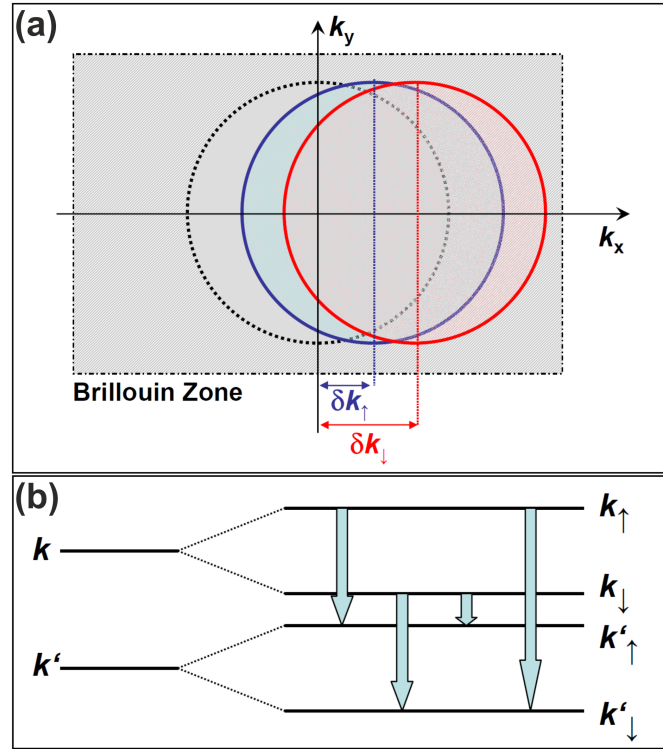
**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung des Transports in einem Metallfilm, (a) klassisch und (b) quantenmechanisch. Durch das diskrete quantenmechanische Spektrum ist eine Bewegung exakt parallel zur Schichtebene verboten. (nach [34])

Dabei ist  $\nu$  der Subbandindex und  $\nu_F$  stellt den schichtdickenabhängigen größten vorkommenden Index dar. Mit  $n_\nu$  wird die Elektronendichte im  $\nu$ -ten Subband bezeichnet und  $v_F$  ist die Fermi-Geschwindigkeit. Die Matrix  $(T^S)_{\nu,\nu'}$  berücksichtigt dabei die Übergänge von Elektronenzuständen zwischen den Subbändern  $\nu$  und  $\nu'$ , die von der Streuung an der Grenzfläche verursacht werden. Der spezifische Widerstand ist dabei auch für divergierende mittlere freie Weglängen endlich, da eine exakt zur Schichtebene parallele Bewegungsrichtung der Elektronen quantenmechanisch verboten ist.

### 2.2.5. Transport in ferromagnetischen Metallen

Bei allen bisher betrachteten Leitfähigkeitseffekten spielte der Spin der Ladungsträger keine Rolle. Für den in diesem Abschnitt behandelten Transport in ferromagnetischen Materialien ist dies jedoch der Fall. Die Elektronen der beiden Spinrichtungen tragen hier unterschiedlich stark zum Gesamttransport bei. Beschrieben wird dieses Verhalten durch das Zwei-Spinkanale-Modell nach Mott [49], in dem Elektronen mit unterschiedlichem Spin als unterschiedliche und voneinander unabhängige Ladungsträger aufgefasst werden. Alle Arten von Spin-Flip-Streuung werden dabei nicht berücksichtigt, was eine sinnvolle Näherung darstellt, da Spin-Flip-Prozesse auf der Zeitskala der anderen relevanten Streuprozesse meist vernachlässigbar sind [34]. Die Gültigkeit dieses Modells wurde mit verschiedensten Nickellegierungen verifiziert [50] und auch an Eisen demonstriert [51].

Die ferromagnetische Austauschwechselwirkung spaltet das Leitungsband in separate Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Bänder auf (siehe Abbildung 2.9b), wodurch eine unterschiedliche Bandstruktur bei der Fermi-Energie entsteht. Eine für die beiden Spinrichtungen unterschiedliche Zustandsdichte am Fermi-Niveau resultiert in einer



**Abbildung 2.9:** (a) Schematische Darstellung der Fermi-Kugel, die im elektrischen Feld für die Elektronen mit unterschiedlichem Spin unterschiedlich stark verschoben ist. (b) Schematische Darstellung der Spinaufspaltung der Zustände und der möglichen Streuprozesse. (aus [34])

unterschiedlichen Anzahl der zum Transport beitragenden Elektronen und in einer unterschiedlichen Beweglichkeit dieser Elektronen, da auch die entsprechenden Streuraten von der Zustandsdichte abhängen. Die Wirkung der unterschiedlichen Beweglichkeiten auf den Stromfluss ist in Abbildung 2.9a schematisch dargestellt. Die Fermikugel verschiebt sich nicht gleich, die Spin- $\downarrow$ -Elektronen sind im gezeigten Beispiel beweglicher und tragen somit mehr zum gesamten Transport bei. Dies wird für den Effekt der Spininjektion genutzt. Dabei fließt der spinpolarisierte Strom aus dem Ferromagneten in ein paramagnetisches Material, in dem sich so ein Überschuss an Spin- $\downarrow$ -Elektronen bildet, obwohl der Transport in diesem Material keinerlei Spinabhängigkeit aufweist. In Abbildung 2.9b sind die Spinaufspaltung der Zustände und die dazwischen möglichen Übergänge durch Streuprozesse schematisch dargestellt, woraus ersichtlich ist, dass die Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{kk'}$  durch eine Matrix beschrieben wird. Diese ist nach Fermi's Goldener Regel proportional zum Absolutbetrag der  $T$ -Matrix  $T_{kk'}$ , die den Streuprozess, also den Übergang von  $\Psi_k(\vec{r})$  zu  $\Psi_{k'}(\vec{r})$ , beschreibt.

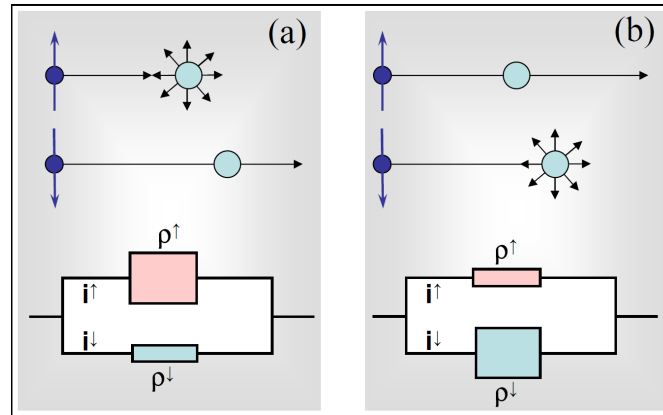


$$P_{kk'} = \begin{pmatrix} P_{kk'}^{\uparrow\uparrow} & P_{kk'}^{\uparrow\downarrow} \\ P_{kk'}^{\downarrow\uparrow} & P_{kk'}^{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{\hbar} n_d D(E) |T_{kk'}|^2 \delta(E_k - E_{k'}) , \quad (2.20)$$

$$T_{kk'} = \frac{1}{V} \int \Psi_k(\vec{r}) \Delta V^\sigma(\vec{r}) \Psi_{k'}(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (2.21)$$

Dabei stellt  $n_d$  die Defektkonzentration und  $D(E)$  die Zustandsdichte dar, während  $\Delta V^\sigma$  das spinabhängige Potential der Streuung beschreibt, wobei  $\sigma$  für die Spinrichtung steht. Die  $\delta$ -Funktion steht dabei für elastische Streuung. Die Übergangsrate ist unter Annahme voneinander unabhängiger Streuprozesse proportional zur Defektkonzentration. Zudem ist sie proportional zur Zustandsdichte, die im relevanten Bereich meist annähernd konstant ist, weshalb  $D(E) = D(E_F)$  gesetzt werden kann. Durch die Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{kk'}$  werden sowohl die spinerhaltenden als auch die nicht-spinerhaltenden Übergänge beschrieben, wobei letztere aufgrund ihres kleineren Streuquerschnitts meist nicht betrachtet werden müssen. Durch Aufsummieren aller Übergangswahrscheinlichkeiten über die möglichen Endzustände ergibt sich die inverse Relaxationszeit:

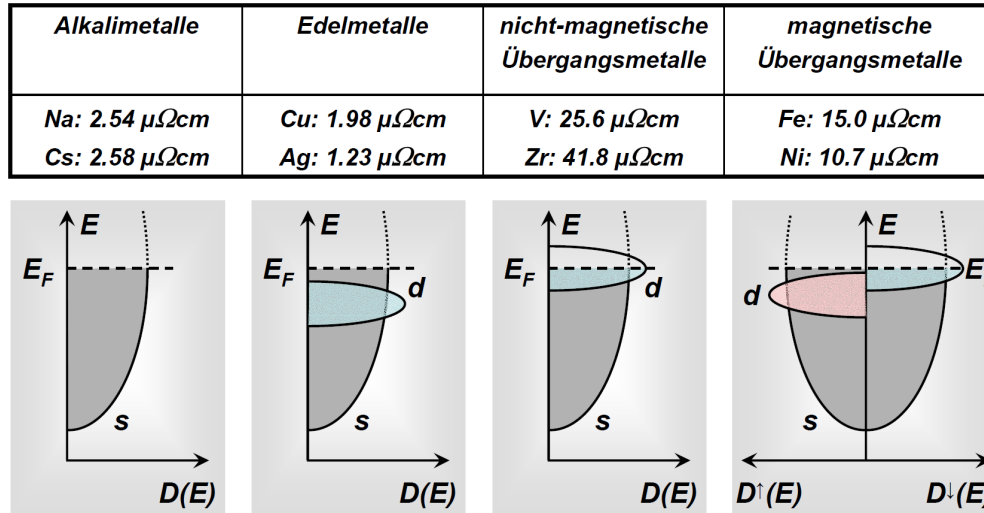
$$\tau_k^{-1} = \sum_{k'} P_{kk'}^\sigma \quad \langle \tau_k \rangle = \frac{\sum_k \delta(E_k - E_F) \tau_k}{\sum_k \delta(E_k - E_F)} \quad (2.22)$$



**Abbildung 2.10:** Schematische Darstellung der Spinabhängigkeit der Streuung im Zwei-Spinalkanal-Modell. In (a) erfahren die Spin-↑-Elektronen eine stärkere Streuung ( $\rho^\uparrow > \rho^\downarrow$ ), in (b) die Spin-↓-Elektronen ( $\rho^\downarrow > \rho^\uparrow$ ). (aus [34])

Da diese im Allgemeinen sowohl zustands- als auch spinabhängig ist, wird die Zustandsabhängigkeit der Relaxationszeit in der rechten Gleichung über die Fermi-Fläche gemittelt und im Folgenden nur die Spinabhängigkeit betrachtet. Diese resultiert in einem unterschiedlichen spezifischen Widerstand der beiden als getrennt angenommenen Spinalkanäle. In Abbildung 2.10 ist dies anhand der dazugehörigen

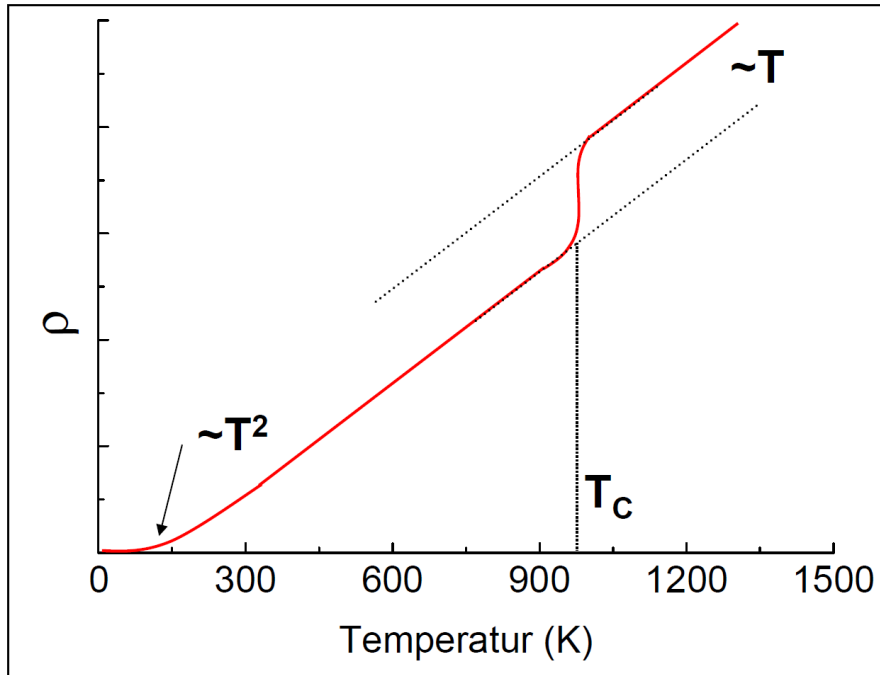
Ersatzschaltbilder dargestellt. In 2.10a werden die Elektronen im Spin- $\uparrow$ -Kanal (Majoritätsladungsträger, siehe dazu 2.11) stärker gestreut und in 2.10b die Elektronen im Spin- $\downarrow$ -Kanal (Minoritätsladungsträger). Der Unterschied der Streuung in den beiden Kanälen wird durch die Spinanisotropie  $\beta = \tau^\uparrow / \tau^\downarrow$  ausgedrückt. Für  $\beta < 1$  (Abb. 2.10a) erfahren die Majoritätsladungsträger eine stärkere Streuung und für  $\beta > 1$  (Abb. 2.10b) die Minoritätsladungsträger.



**Abbildung 2.11:** Schematische Darstellung der Zustandsdichte und Vergleich der spezifischen Widerstände unterschiedlicher Metalle bei der Debye-Temperatur. Die Spin- $\uparrow$ -Elektronen sind beim ferromagnetischen Übergangsmetall die Majoritätsladungsträger. (aus [34])

Abbildung 2.11 zeigt einen schematischen Vergleich der Zustandsdichten und der spezifischen Widerstände verschiedener Metalle. Die Alkalimetalle (nur ein einzelnes  $s$ -Elektron in der äußersten Schale) und die Edelmetalle ( $d$ -Orbital komplett gefüllt) haben jeweils ausschließlich  $s$ -artige Bänder an der Fermi-Energie, die den Transport tragen. Beide weisen einen kleinen spezifischen Widerstand auf. Die nicht-magnetischen Übergangsmetalle besitzen teilweise gefüllte  $d$ -Orbitale und somit existieren an der Fermi-Energie sowohl  $s$ - als auch  $d$ -Zustände. Diese Metalle weisen einen hohen spezifischen Widerstand auf. Bei den ferromagnetischen Übergangsmetallen ist die Zustandsdichte spinabhängig. Für die Majoritätsladungsträger (Spin $\uparrow$ ) liegt der  $d$ -Zustand unterhalb der Fermi-Energie und das  $d$ -Orbital ist somit komplett gefüllt. Für die Minoritätsladungsträger (Spin $\downarrow$ ) hingegen liegt der  $d$ -Zustand an der Fermi-Energie und das  $d$ -Orbital ist nur teilweise gefüllt. Der spezifische Widerstand der ferromagnetischen Übergangsmetalle liegt zwischen den Werten der anderen Metalle.

Der Transport wird hauptsächlich von den  $s$ -Elektronen getragen. Die  $d$ -Elektronen besitzen aufgrund der viel flacheren Dispersionsrelation eine deutlich höhere ef-

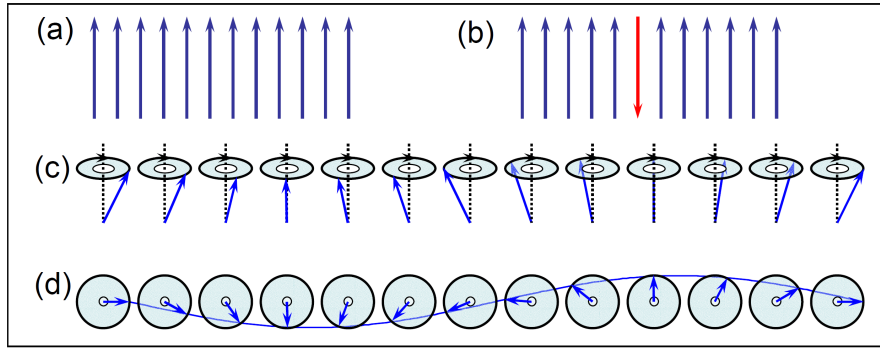


**Abbildung 2.12:** Beitrag der Streuung an magnetischer Unordnung zum spezifischen Widerstand eines ferromagnetischen Metalls. Aufgrund der Magnonenstreuung steigt der Widerstand bei tiefen Temperaturen mit  $T^2$  und dann linear. Der starke Anstieg bei  $T_C$  folgt aus der Zunahme der magnetischen Unordnung beim Übergang zum paramagnetischen Zustand. (aus [34])

fektive Masse und damit eine entsprechend niedrigere Beweglichkeit, weshalb sie kaum zum Transport beitragen. Bei den Übergangsmetallen findet eine Hybridisierung der  $s$ - und  $d$ -Zustände statt, wodurch die  $s$ -Elektronen ähnlicher zu den  $d$ -Elektronen werden, weshalb sich der spezifische Widerstand im Vergleich zu Alkali- und Edelmetallen etwas erhöht. Für die Leitfähigkeit der Übergangsmetalle von entscheidender Bedeutung ist jedoch die hier mögliche Streuung der annähernd freien  $s$ -Elektronen in die stärker lokalisierten  $d$ -Zustände. Die Widerstandserhöhung durch die  $sd$ -Streuung ist um so effektiver, um so mehr mögliche Endzustände für diese Streuung existieren (siehe Glg. 2.22), das heißt, sie ist von der Zustandsdichte der  $d$ -Elektronen an der Fermi-Energie abhängig. Für die nicht-magnetischen Übergangsmetalle und den Spin- $\downarrow$ -Kanal der ferromagnetischen Übergangsmetalle ist diese Zustandsdichte groß (siehe Abb. 2.11) und es resultiert ein hoher Widerstand. Bei den Edelmetallen und dem Spin- $\uparrow$ -Kanal der ferromagnetischen Übergangsmetalle ist sie null, woraus ein kleiner Widerstand folgt, da die  $sd$ -Streuung hier idealerweise nicht auftritt. Der spezifische Gesamtwiderstand des Ferromagneten kann also gemäß dem Zwei-Spinkanalm-Modell und dem Ersatzschaltbild in Abbildung 2.10 angegeben werden mit:

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow} \quad \alpha = \frac{\rho^\downarrow}{\rho^\uparrow} \quad \rho^{\uparrow,\downarrow} = \frac{1}{e^2} \left( \frac{m^*}{n\tau} \right)^{\uparrow,\downarrow} \quad (2.23)$$

Die Widerstandsanisotropie  $\alpha$  ist dabei analog zur Spinanisotropie  $\beta$  definiert. Die rechte Gleichung stellt die Berechnung des spezifischen Widerstands mithilfe des Drude-Modells dar. Die Dichte der freien Ladungsträger  $n$ , deren effektive Masse  $m^*$  und die Streuzeit  $\tau$  sind im Allgemeinen in den beiden Spinkanälen unterschiedlich.



**Abbildung 2.13:** (a) Schema eines eindimensionalen Ferromagneten im Grundzustand. (b) Eine Anregung durch Umklappen eines Spins. (c) Spinwelle perspektivisch und (d) als Draufsicht dargestellt. (aus [34])

Zusätzlich ergibt sich noch ein Widerstandsbeitrag aufgrund der Streuung der Leitungselektronen an ungeordneten magnetischen Momenten, dessen Temperaturabhängigkeit in Abbildung 2.12 dargestellt ist. Während im ferromagnetischen Zustand die magnetischen Momente geordnet sind, bestimmen die ungeordneten magnetischen Momente den paramagnetischen Zustand oberhalb der Curie-Temperatur  $T_C$ . Aus der starken Zunahme der magnetischen Unordnung beim Überschreiten von  $T_C$  folgt der dortige starke Widerstandsanstieg. Aufgrund der endlichen thermischen Energie ist die magnetische Ordnung auch unterhalb von  $T_C$  gestört, woraus sich eine Streuung der Bloch-Elektronen ergibt. Diese Störungen der magnetischen Ordnung sind durch thermische Anregung hervorgerufene Spinwellen, sogenannte Magnonen (siehe Abbildung 2.13). Die Anregung einer Spinwelle ist aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen benachbarten Spins in einem Ferromagneten einfacher als das Umklappen eines einzelnen Spins, wobei der Gesamtspin des Systems jeweils um eins geändert wird. Genau wie die Phononen (siehe Abschnitt 2.2.2) handelt es sich bei den Magnonen um bosonische Quasiteilchen. Ihre Dispersionsrelation ist quadratisch ( $\hbar\omega_{Mag} \propto k_{Mag}^2$ ) woraus mit  $\hbar\omega_{Mag} \simeq k_B T$  folgt, dass der Impuls der Magnonen  $k_{Mag}$  proportional zu  $T^{1/2}$  ist. Die Anregung der Magnonen bei tiefen Temperaturen wird durch ein  $T^{3/2}$ -

Gesetz beschrieben, daher ist der Widerstandsbeitrag der Magnonenstreuung bei tiefen Temperaturen:

$$\rho_{Mag} \propto T^{1/2} T^{3/2} = T^2 \quad (2.24)$$

### 2.2.6. Positiver und negativer Magnetowiderstand

In den bisherigen Betrachtungen über das Zustandekommen des elektrischen Widerstands wurde die Wirkung eines äußeren Magnetfelds noch nicht berücksichtigt. Es existieren eine ganze Reihe sogenannter Magnetowiderstandseffekte, aufgrund derer die Leitfähigkeit von magnetischen Feldern abhängt. In diesem Abschnitt werden der positive Magnetowiderstand und der negative Magnetowiderstand (auch NMR<sup>4</sup>-Effekt) kurz vorgestellt. Dem für diese Arbeit äußerst wichtigen anisotropen Magnetowiderstand ist das folgende Unterkapitel (2.3) gewidmet, während andere Magnetowiderstandseffekte hier nicht diskutiert werden, da diese in den verwendeten Proben nicht auftreten.

Der positive Magnetowiderstand kommt in allen Materialien vor und ergibt einen erhöhten Widerstand im Magnetfeld. Die Ursache dafür ist, genau wie beim Hall-Effekt, die Lorentz-Kraft. Diese sorgt dafür, dass die Leitungselektronen sich nicht mehr in Richtung des elektrischen Felds bewegen, sondern seitlich abgelenkt werden. Dadurch ergibt sich effektiv eine Reduktion der mittleren freien Weglänge und somit eine Erhöhung des Widerstands. Am größten ist dieser Effekt, wenn das elektrische und das magnetische Feld senkrecht zueinander stehen. Der positive Magnetowiderstand ist ein eher kleiner Effekt, der bei sehr reinen Proben in hohen Feldern bei sehr tiefen Temperaturen bis zu fünf Prozent betragen kann [34]. Der positive Magnetowiderstand kann mit der sogenannten Kohler-Regel beschrieben werden und es ergibt sich für kleine Magnetfelder, dass die Widerstandsänderung proportional zum Quadrat der Feldstärke ist [52].

Der in ferromagnetischen Materialien auftretende negative Magnetowiderstand beschreibt eine kontinuierliche Reduktion des Widerstands beim Erhöhen eines äußeren Magnetfelds. Der Effekt ist isotrop und kann durch das Zwei-Spinkanalm-Modell [49] [53] mit Streuung an magnetischer Unordnung (siehe Abschnitt 2.2.5 und Abbildung 2.12) erklärt werden. Wie im vorigen Abschnitt diskutiert, ist der Widerstand eines ferromagnetischen gegenüber eines nichtmagnetischen Metalls reduziert, da die für die Leitfähigkeit entscheidende *sd*-Streuung für den Kanal der Majoritätsladungsträger aufgrund der ferromagnetischen Spinordnung stark unterdrückt ist. Durch das Anlegen eines äußeren Magnetfelds lässt sich die Spinordnung durch Unterdrückung von Spinwellen noch weiter erhöhen, weshalb der Widerstand abnimmt.

---

<sup>4</sup>engl: Negative Magnetoresistance

## 2.3. Der AMR-Effekt

Der 1857 von William Thomson, 1. Baron Kelvin entdeckte AMR<sup>5</sup>-Effekt [54] ist der am längsten bekannte magnetoresistive Effekt. Technische Anwendungen dieses Effekts umfassen Festplattenleseköpfe und vor allem empfindliche Sensoren zur Detektion von Magnetfeldern. Im Wesentlichen folgt dieses Unterkapitel [34].

### 2.3.1. Experimentelle Beobachtungen

Wird ein stromdurchflossener Ferromagnet in einem starken Magnetfeld, das groß genug ist, um die Magnetisierung zu sättigen, gedreht, so ergibt sich eine Abhängigkeit des Widerstands vom Drehwinkel. Diese Abhängigkeit hat die Form eines  $\cos^2$ , wobei der spezifische Widerstand normalerweise am größten ist, wenn die Magnetisierung parallel zum Stromfluss liegt und am kleinsten, wenn sie senkrecht aufeinander stehen ( $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ). Dabei existieren einige wenige Ausnahmen, für die der Widerstand im senkrechten Fall maximal wird ( $\rho_{\perp} > \rho_{\parallel}$ ) [58, 56]. Das ist zum Beispiel in (Ga,Mn)As [57, 55], bestimmten Nickellegierungen [56] und Dysprosium der Fall.

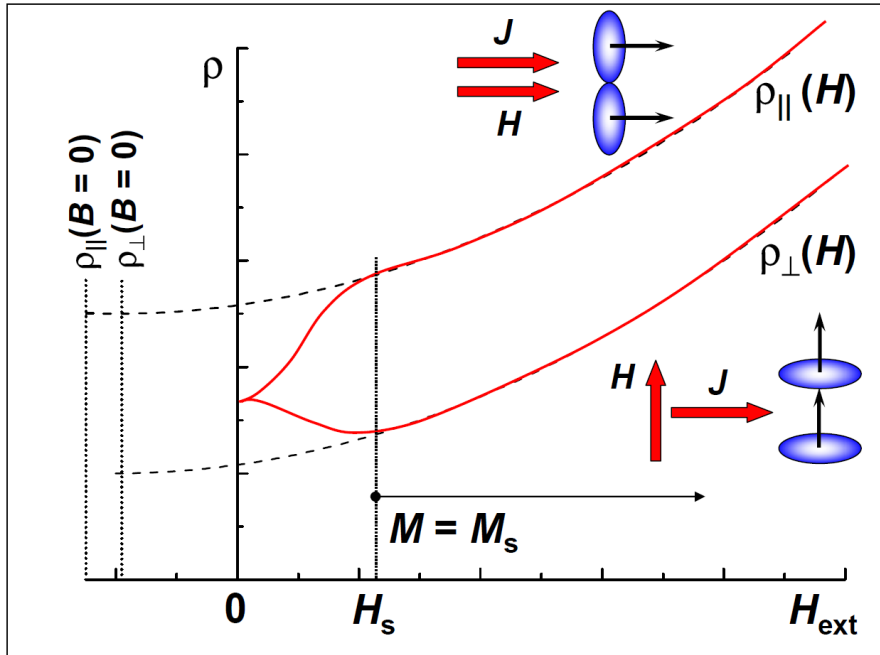
In Abbildung 2.14 ist der spezifische Widerstand eines ferromagnetischen Leiters in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfelds dargestellt. Der Magnetowiderstand verhält sich dabei anisotrop. Ist die Stromdichte  $\vec{J}$  parallel zum angelegten Feld  $\vec{H}$ , so wird der Verlauf des spezifischen Widerstands von der oberen Kurve beschrieben, während die untere den senkrechten Fall darstellt. Beim Hochfahren eines Magnetfelds wird das Material kontinuierlich stärker magnetisiert und die beiden Kurven trennen sich, was die bereits erwähnte Anisotropie beschreibt. Wird das Feld weiter erhöht, vergrößert sich der Unterschied der spezifischen Widerstände, bis bei der Sättigungsmagnetfeldstärke  $H_S$  auch eine Sättigung des AMR-Effekts eintritt. Für höhere Magnetfeldstärken zeigt sich der typische Verlauf des positiven oder negativen Magnetowiderstands. Der AMR-Effekt ist also sowohl von der Stärke als auch der Richtung der Magnetisierung relativ zur Stromdichte abhängig. Durch Extrapolation des Verhaltens oberhalb von  $H_S$  zu  $B = 0$  können die Werte des spezifischen Widerstands senkrecht ( $\rho_{\perp}$ ) und parallel ( $\rho_{\parallel}$ ) zur Magnetisierung ohne inneres oder äußeres Feld definiert werden.

### 2.3.2. Anschauliche Erklärung

Die Anisotropie des Magnetowiderstands ist eine Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Diese bewirkt einen orbitalen Beitrag zum Spinmoment, woraus sich eine

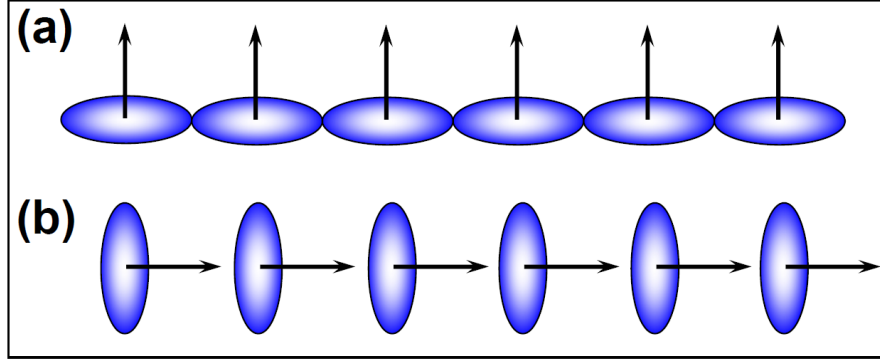
---

<sup>5</sup>engl: Anisotropic Magnetoresistance



**Abbildung 2.14:** Abhängigkeit des spezifischen Widerstands eines ferromagnetischen Metalls vom äußeren Feld. Der AMR-Effekt, der für die Anisotropie des Widerstands verantwortlich ist, und der Hintergrund aus positivem (bzw. negativem, nicht dargestellt) Magnetowiderstand sind additiv. Zusätzlich ist die Extrapolation zu  $B = 0$  dargestellt, aus der die intrinsischen Werte von  $\rho_{\perp}$  und  $\rho_{||}$  abgelesen werden können. (aus [34])

nicht-kugelsymmetrische Ladungsverteilung (siehe Abbildung 2.15) ergibt, welche für verschiedene Stromrichtungen unterschiedliche Streuquerschnitte liefert. Das in dieser Arbeit verwendete Eisen gehört zu den Übergangsmetallen, deren  $3d$ -Orbitale, an denen dies veranschaulicht werden soll, in Abbildung 2.16 dargestellt sind. Liegt beispielsweise die Magnetisierung in  $z$ -Richtung und es existiert ein orbitaler Beitrag zum magnetischen Moment in dieser Richtung, dann werden diejenigen Orbitale mit einem hohen Bahndrehimpuls in  $z$ -Richtung ( $m_l = 2$ ), also die  $3d_{x^2-y^2}$ -Orbitale aus Abbildung 2.16, stärker besetzt als die Orbitale, deren Bahndrehimpuls keine  $z$ -Komponente aufweist ( $m_l = 0$ ). Daraus folgt dann die in Abbildung 2.15 gezeigte nicht-kugelsymmetrische Ladungsverteilung. Daher ist die Ausrichtung der nicht-sphärischen Ladungsverteilung verknüpft mit der Richtung des Spins und somit mit der Magnetisierungsrichtung. Dabei spiegelt die Widerstandsanisotropie die Anisotropie der Wellenfunktionen wider, was in [59] oder [58] genauer betrachtet wird. Die Widerstandsdifferenz für die parallele und senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung zum Stromfluss folgt dann aus den unterschiedlichen Streuquerschnitten, die sich für die Leitungselektronen



**Abbildung 2.15:** Schematische Darstellung der asymmetrischen Ladungsverteilung, die sich aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung ergibt. Die Pfeile symbolisieren die magnetischen Momente. Für einen von links nach rechts fließenden Strom ist der Streuquerschnitt von (a) und (b) unterschiedlich. (aus [34])

aus der nicht-kugelsymmetrischen Ladungsverteilung ergeben.

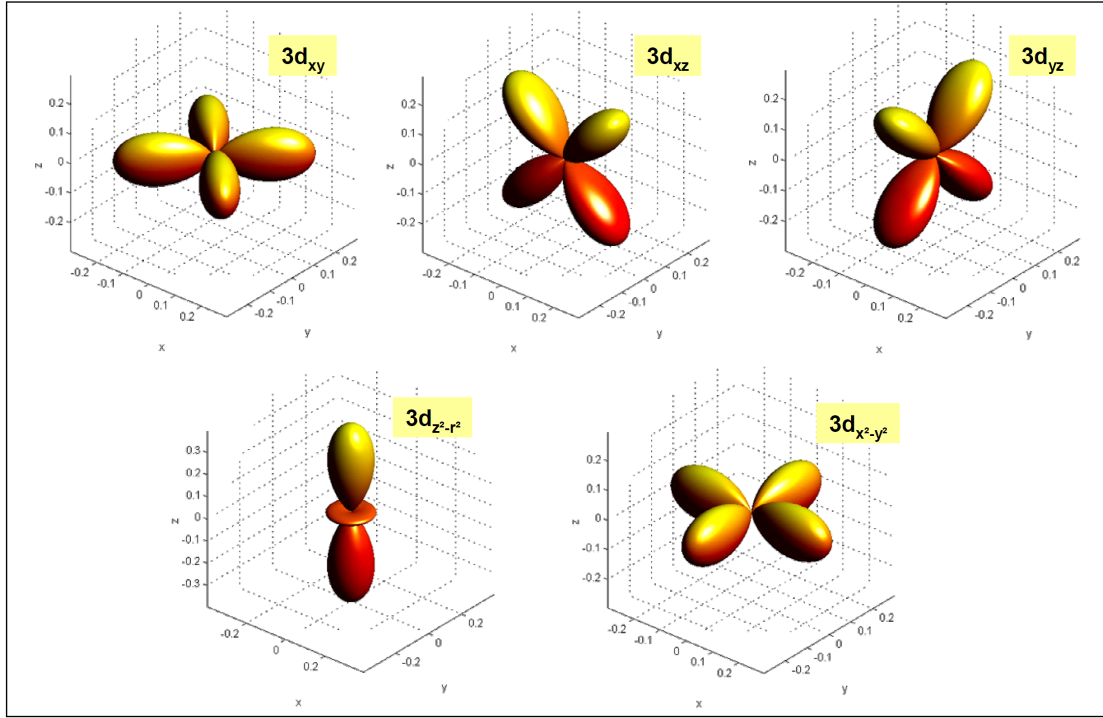
Um die unterschiedlichen Streuquerschnitte genauer zu diskutieren, wird der Operator der Spin-Bahn-Wechselwirkung betrachtet:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{LS} &= \lambda_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S} = \lambda_{LS} (L_x S_x + L_y S_y + L_z S_z) = \\ &= \lambda_{LS} \left( L_z S_z + \frac{L^+ S^- + L^- S^+}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Dabei erhöhen bzw. senken die Operatoren  $L^\pm = L_x \pm iL_y$  und  $S^\pm = S_x \pm iS_y$  die Orientierungsquantenzahl  $m$  des entsprechenden Drehimpulses um eins. Für die Wirkung eines Operators der Form  $L^+ S^- + L^- S^+$  ergibt sich daher, dass er einen  $3d^\uparrow(m_l)$ -Zustand in einen  $3d^\downarrow(m_l + 1)$ -Zustand und einen  $3d^\downarrow(m_l)$ -Zustand in einen  $3d^\uparrow(m_l - 1)$ -Zustand überführt.  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  ist also ein Operator, der die Spin- $\uparrow$  und Spin- $\downarrow$ -Kanäle mischt, ein sogenannter Spin-Flip-Operator. Aus diesem Grund ergeben sich durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung zusätzliche Möglichkeiten der  $sd$ -Streuung, die in ferromagnetischen Materialien eine wichtige Rolle spielt (siehe Abschnitt 2.2.5). Dies ist in Abbildung 2.17 schematisch dargestellt. Ohne Spin-Bahn-Wechselwirkung findet im Spinkanal der Majoritätsladungsträger keine  $sd$ -Streuung statt und der Gesamtwiderstand ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild zu:

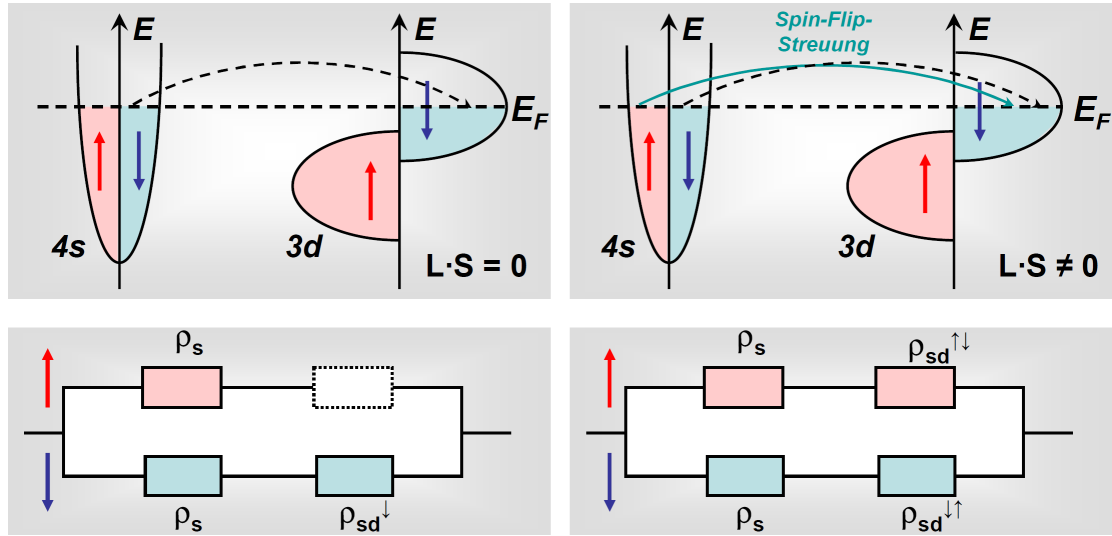
$$\rho = \frac{1}{\frac{1}{\rho_s} + \frac{1}{\rho_s + \rho_{sd}^\downarrow}} = \frac{\rho_s(\rho_s + \rho_{sd}^\downarrow)}{2\rho_s + \rho_{sd}^\downarrow} \quad (2.26)$$





**Abbildung 2.16:** Grenzflächendarstellung der 3d-Orbitale, angepasst an die Kristallsymmetrie. (aus [34])

Die  $4s^\uparrow$ -Elektronen, die den elektrischen Transport hauptsächlich tragen, können unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung durch einen Spin-Flip-Streuprozess in unbesetzte  $3d^\downarrow$  streuen, wodurch sich der Widerstand erhöht. Dabei muss beachtet werden, dass dieser Streuprozess richtungsabhängig ist. Eine hohe Streurrate ergibt sich, wenn der Impuls  $\vec{k}$  der Leitungselektronen in der Ebene der klassischen Orbitale der unbesetzten  $d$ -Zustände liegt. Da der mittlere Wert  $\langle L_z \rangle$  für die besetzten und unbesetzten  $3d$ -Zustände notwendigerweise immer unterschiedlich ist, ist der Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L}$  dieser Zustände nicht parallel. Daraus folgt neben der Existenz eines endlichen Bahndrehmoments, dass für die unbesetzten  $3d$ -Zustände immer eine Komponente von  $\vec{L}$  senkrecht zur Magnetisierung  $\vec{M}$  vorhanden ist, da, wie oben diskutiert,  $3d$ -Zustände mit einer großen Komponente von  $\vec{L}$  parallel zu  $\vec{M}$  bevorzugt besetzt werden. Sind nun  $\vec{J}$  und  $\vec{M}$  zueinander parallel und liegen in der  $xy$ -Ebene, so existiert eine große Komponente von  $\vec{L}$  der unbesetzten Zustände, die senkrecht zu  $\vec{M}$ , also in der  $z$ -Richtung, liegt. Die klassischen Orbitale dieser Zustände, die  $3d_{x^2-y^2}$ -Orbitale aus Abbildung 2.16, sind mit dem Impuls der Leitungselektronen in der  $xy$ -Ebene kompatibel. Daher ergibt sich eine große  $sd$ -Streuung und somit ein hoher Widerstand. Liegt hingegen  $\vec{M}$  in der  $z$ -Richtung und  $\vec{J}$  dazu senkrecht in der  $xy$ -Ebene, so werden unbesetzte Zustände mit  $\vec{L} \parallel \vec{J}$  wahrscheinlicher. Diese Zustände ( $3d_{z^2-r^2}$ -Orbital



**Abbildung 2.17:** Oben: Zustandsdichten der für den Transport relevanten Unterschalen und Streuprozesse ohne (links) und mit (rechts) Wirkung der Spin-Bahn-Kopplung. Unten: die entsprechenden Ersatzschaltbilder. (aus [34])

aus Abbildung 2.16) sind mit dem Impuls der Leitungselektronen nicht kompatibel, wodurch die  $sd$ -Streuung unwahrscheinlicher wird und somit ein kleinerer Widerstand folgt [60, 61].

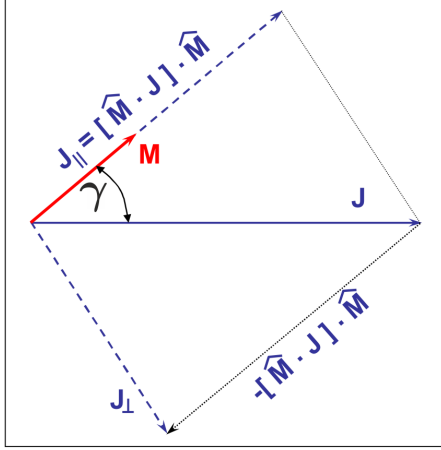
### 2.3.3. Mathematische Beschreibung

Zur mathematischen Beschreibung des AMR-Effekts wird der Widerstandstensor (Glg. 2.27) betrachtet, wobei die  $z$ -Richtung als Magnetisierungsrichtung gewählt wurde. Die nicht-diagonalen Matrixelemente beschreiben dabei den Hall-Effekt.

$$\hat{\rho}_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & -\rho_H & 0 \\ \rho_H & \rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Durch Multiplikation des Widerstandstensors mit der Stromdichte oder aus Abbildung 2.18 lässt sich das elektrische Feld  $\vec{E} = \hat{\rho}_{ij} \cdot \vec{J}$  bestimmen. Zur Verallgemeinerung auf beliebige Magnetisierungsrichtungen entlang des Einheitsvektors  $\hat{M}$  muss dabei nur der Winkel  $\gamma$  zwischen  $\hat{M}$  und der Stromdichte  $\vec{J}$  betrachtet werden.

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \rho_{\perp} \vec{J}_{\perp} + \rho_{\parallel} \vec{J}_{\parallel} + \rho_H \hat{M} \times \vec{J} \\ \vec{E} &= \rho_{\perp} (\vec{J} - (\hat{M} \cdot \vec{J}) \cdot \hat{M}) + \rho_{\parallel} (\hat{M} \cdot \vec{J}) \cdot \hat{M} + \rho_H \hat{M} \times \vec{J} \end{aligned}$$



**Abbildung 2.18:** Skizze zur Ableitung von Gleichung 2.28. (nach [34])

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{J} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})(\widehat{M} \cdot \vec{J}) \cdot \widehat{M} + \rho_H \widehat{M} \times \vec{J} \quad (2.28)$$

Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit des spezifischen Widerstands, der immer in Stromrichtung gemessen wird, kann 2.28 mit  $\vec{J}$  multipliziert werden:

$$\rho = \frac{\vec{E} \cdot \vec{J}}{|\vec{J}|^2} = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \gamma = \frac{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}}{3} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left( \cos^2 \gamma - \frac{1}{3} \right) \quad (2.29)$$

Dabei wird  $\rho_{average} = (\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp})/3$  als mittlerer spezifischer Widerstand und die Differenz  $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$  als spontane Widerstandsanisotropie bezeichnet. Damit lässt sich der anisotrope Magnetwiderstand definieren:

$$AMR \equiv \frac{\rho(H_S) - \rho_{average}}{\rho_{average}} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{average}} \left( \cos^2 \gamma - \frac{1}{3} \right) \quad (2.30)$$

Der AMR ist damit definiert als die Differenz der spezifischen Widerstände für parallele und senkrechte Felder mit Sättigungsmagnetfeldstärke, normiert auf eine zufällige Verteilung der Magnetisierung. Ohne angelegtem Feld ist die Magnetisierungsverteilung der Domänen in einem massiven Ferromagneten zufällig. Daher ist der Mittelwert des  $\cos^2$  aus Gleichung 2.29 ein drittel und der Widerstand beträgt dann  $\rho_{average}$ . Insgesamt ergibt sich in longitudinalen ( $\cos \gamma = 1$ ) und transversalen ( $\cos \gamma = 0$ ) Feldern für den AMR dann:

$$AMR_{long} = \frac{2(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})}{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}} \quad AMR_{trans} = -\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}} \quad (2.31)$$

In dünnen ferromagnetischen Schichten, wie den in dieser Arbeit verwendeten Eisenfilmen, liegt die Magnetisierung aufgrund der Formanisotropie für gewöhnlich

in der Schichtebene, weshalb die Betrachtung auf zwei Dimensionen reduziert werden kann. Der Mittelwert des  $\cos^2$  beträgt dann  $1/2$  und Gleichung 2.29 wird zu:

$$\rho = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left( \cos^2 \gamma - \frac{1}{2} \right) \quad (2.32)$$

Daher ergibt sich  $\rho_{average} = (\rho_{\parallel} + \rho_{\perp})/2$  und der AMR für longitudinale und transversale Felder ist vom Betrag her gleich:

$$AMR_{long} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}} \quad AMR_{trans} = -\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}} \quad (2.33)$$

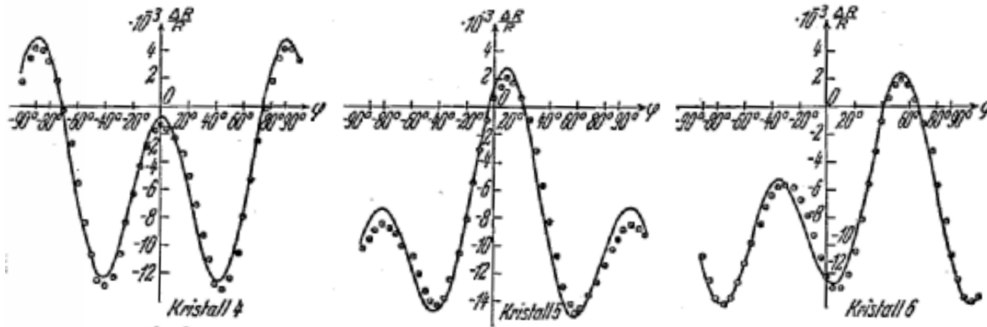
Diese Definition des zweidimensionalen AMR deckt sich mit der in späteren Kapiteln verwendeten AMR-Effektstärke. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Eischichten auf GaAs ist noch zusätzlich zu beachten, dass aufgrund der magnetischen Anisotropie (siehe Kapitel 2.1.3) die Verteilung der Magnetisierung im Nullfeld nicht zufällig ist. Es wird bei einer Messung ohne Magnetfeld daher nicht  $\rho_{average}$  sondern ein AMR abhängig vom Winkel zwischen der leichten Magnetisierungsrichtung und dem Stromfluss gemessen.

### 2.3.4. Kristalliner anisotroper Magnetowiderstand

Für polykristalline Ferromagneten sind die bisherigen Betrachtungen ausreichend, während bei einkristallinen Proben noch zusätzliche Komponenten des AMR-Effekts hinzukommen, die aus der Kristallstruktur folgen [62]. Dieser Anteil, auch CAMR<sup>6</sup> genannt, ist in Metallen typischerweise deutlich kleiner als der nicht-kristalline Anteil [55] und stellt eine Abweichung von der  $\cos^2 \gamma$ -Abhängigkeit des AMR-Effekts dar. Experimentell beobachtet wurde der CAMR bereits im Jahr 1938 von Döring an einkristallinen Ni-Stäbchen [63], siehe Abb. 2.19. Aufgrund des Auftretens des CAMR genügt es nicht mehr, nur den Winkel  $\gamma$  zwischen der Strom- und der Magnetisierungsrichtung zu betrachten, sondern diese Richtungen müssen in Relation zu den Kristallachsen gesetzt werden. In Gleichung 2.32 müssen dann zusätzliche von der Kristallsymmetrie abhängige Terme eingeführt werden. Die physikalische Ursache des CAMR kann dabei, wie z.B. in (Ga,Mn)As-Schichten, in der Spin-Bahn-Kopplung des *bulk*-Materials liegen [55], oder, wie bei den hier untersuchten Eischichten auf GaAs, in dem durch die Grenzfläche auftretenden Spin-Bahn-Feld (siehe Abschnitt 2.4).

---

<sup>6</sup>engl: Crystalline Anisotropic Magnetoresistance



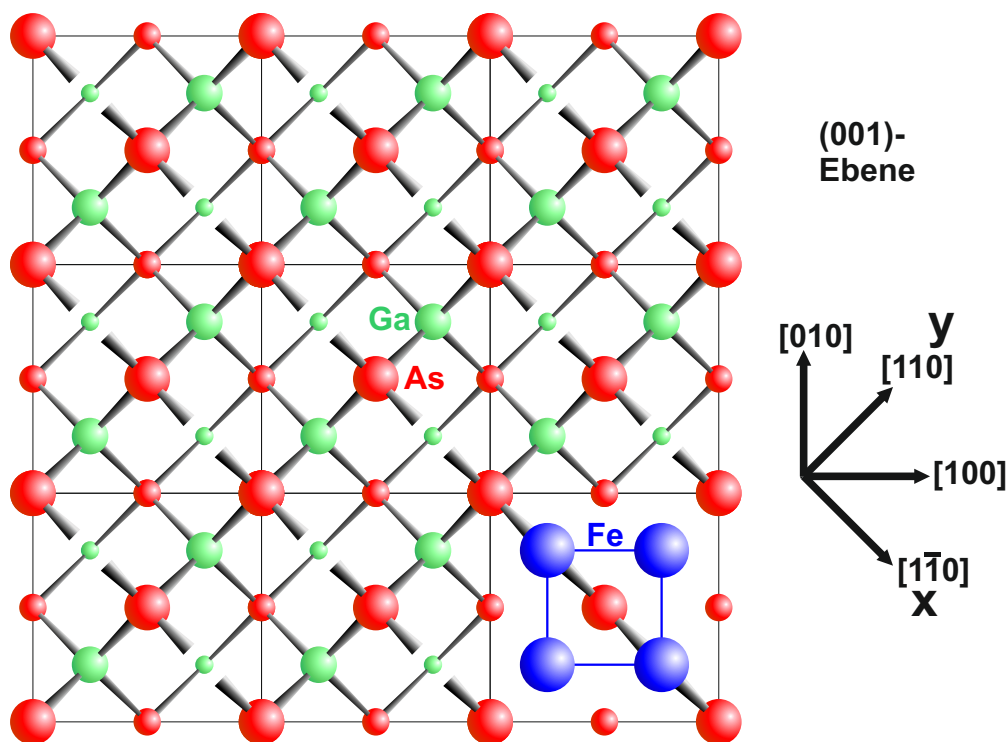
**Abbildung 2.19:** CAMR in einkristallinen Ni-Stäbchen mit unterschiedlicher Kristallorientierung. Der Strom floss entlang des Stäbchens während ein Magnetfeld senkrecht dazu angelegt und das Stäbchen in diesem Feld um seine Längsachse rotiert wurde. Durch die Wahl dieser Geometrie tritt die nicht-kristalline Komponente des AMR-Effekts idealerweise nicht auf, da der Strom immer senkrecht zur Magnetisierung fließt und es kann direkt die kristalline Komponente beobachtet werden. (aus [63])

## 2.4. Transport in Eisen auf GaAs

In diesem Abschnitt wird auf die speziellen Transporteigenschaften von dünnen Eisenschichten auf GaAs eingegangen. Dazu werden einige Vorüberlegungen durchgeführt und anschließend das Spin-Bahn-Feld-Modell vorgestellt, das zur Interpretation der Messergebnisse verwendet wird.

### 2.4.1. Vorüberlegungen

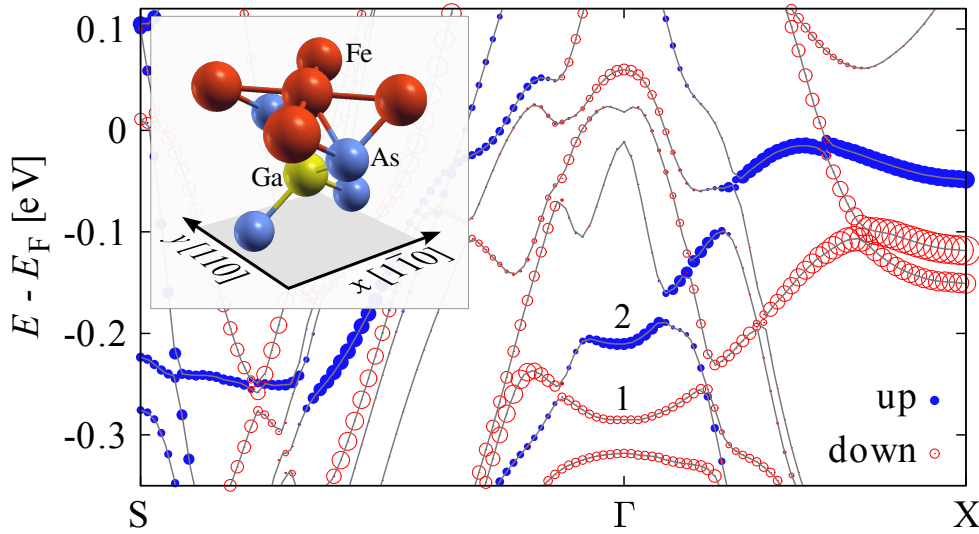
In Abbildung 2.20 ist die As-terminierte und nicht-rekonstruierte Oberfläche des GaAs dargestellt, welche nach momentanen Stand der Forschung sehr wahrscheinlich die Grundlage für die Eisen-GaAs-Grenzfläche bildet (siehe Abschnitt 2.1.2). Aufgrund der Zinkblendestruktur ergeben sich die atomlagenweise abwechselnd in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung ( $x$ -Richtung) und der  $[110]$ -Richtung ( $y$ -Richtung) verlaufenden Atomketten, was an der Oberfläche zur Ausbildung der *dangling bonds* führt, an die dann das Eisen gebunden wird. Dabei bleiben die aufgrund der  $sp^3$ -Hybridisierung in die Ecken eines Tetraeders weisenden Bindungsrichtungen erhalten und die erste Eisenmonolage wird stets in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung an die oberste As-Lage gebunden, während es in der  $[110]$ -Richtung keine Bindungen zwischen dem GaAs-Substrat und der Eisenschicht gibt. Daher ist bereits durch diese einfache Betrachtung ersichtlich, dass diese Richtungen nicht äquivalent sind und eine Anisotropie aufgrund der Grenzfläche erwartet werden kann. Dabei ist anzumerken, dass die  $x$ - und  $y$ -Richtungen sowohl in *bulk*-GaAs als auch in *bulk*-Eisen



**Abbildung 2.20:** Draufsicht der As-dominierten, nicht rekonstruierten Oberfläche von GaAs(001). Die sichtbaren tieferliegenden Atome und Bindungen sind kleiner dargestellt. Die dünnen Linien symbolisieren die As-fcc-Einheitszelle. In der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung bilden sich aufgrund der Zinkblendestruktur des GaAs die dangling bonds (siehe Abschnitt 2.1.1) aus, durch die dann das Eisen gebunden wird. Dies ist in der rechten, unteren Zelle dargestellt. Aufgrund der Übersicht sind die internen Bindungen des GaAs hier nicht eingezeichnet und statt dessen die bcc-Einheitszelle des Eisens angedeutet.

völlig äquivalent sind und die Anisotropie nur durch die Symmetriebrechung an der Grenzfläche entsteht.

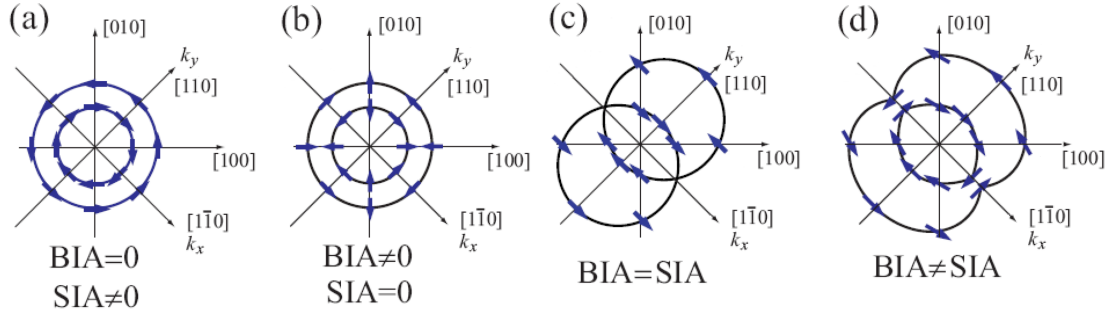
Abbildung 2.21 zeigt die berechnete Bandstruktur von drei Monolagen Eisen auf neun Monolagen GaAs, wobei die Magnetisierung in x-Richtung liegt und ein flaches  $(1 \times 1)$ -Grenzflächenmodell angenommen wurde [11]. Aufgrund der Unterschiede in der Bandstruktur für verschiedene Kristallrichtungen resultieren für diese unterschiedliche effektive Massen, woraus eine Transportanisotropie folgt. Aus der Bandstruktur können über das Drude-Sommerfeld-Modell und die Boltzmann-Gleichung (siehe Glg. 2.3) theoretisch die Leitfähigkeiten verschiedener Kristallrichtungen berechnet werden. Dies stellt aber eine äußerst aufwendige Berechnung dar, da die Fermikugel des Systems nicht wirklich eine Kugel ist, sondern eine wesentlich komplexere Form besitzt [64]. Zur theoretischen Behand-



**Abbildung 2.21:** Berechnete Bandstruktur einer Fe/GaAs-Scheibe mit drei Monolagen Eisen, neun Monolagen GaAs und Magnetisierung entlang der  $x$ -Richtung. Die blauen ausgefüllten bzw. die roten offenen Kreise stellen die Spin- $\uparrow$  bzw. die Spin- $\downarrow$ -Zustände an der Grenzfläche dar. Die Größe der Kreise symbolisiert die entsprechende Ladungsdichte. Für die Berechnung wurde von einem flachen, As-terminierten  $(1 \times 1)$ -Grenzflächenmodell ausgegangen, das im Kasten links oben gezeigt ist. (aus [11])

lung der Leitfähigkeit wurde daher nicht dieser Weg gewählt, sondern das im folgenden Abschnitt vorgestellte Spin-Bahn-Feld-Modell in Kombination mit dem phänomenologischen Modell (Abschnitt 2.4.3), das auf Symmetriebetrachtungen beruht.

Im Folgenden wird nun die Rolle der Spin-Bahn-Wechselwirkung im System Fe/GaAs näher betrachtet. In Systemen, die sowohl Orts- als auch Zeitumkehrsymmetrie aufweisen, sind die Zustände zu einem festen Elektronenimpuls  $\vec{k}$  spinentartet, also  $\varepsilon_{\vec{k}\uparrow} = \varepsilon_{\vec{k}\downarrow}$ . Dies folgt aus der Zeitumkehrsymmetrie ( $\varepsilon_{\vec{k}\uparrow} = \varepsilon_{-\vec{k}\downarrow}$ ) in Kombination mit der Ortsumkehrsymmetrie, die  $\vec{k}$  in  $-\vec{k}$  überführt ohne die Spinrichtung zu ändern [10]. Die Spinentartung kann also grundsätzlich aufgehoben werden, indem entweder die Orts- oder die Zeitumkehrsymmetrie gebrochen wird. Die Aufhebung der Zeitumkehrsymmetrie kann durch das Anlegen eines externen Magnetfelds erfolgen, was zum Zeeman-Effekt, und somit zur Aufhebung der Spinentartung, führt. Die Ortsumkehrsymmetrie kann auf zwei verschiedene Arten gebrochen werden. Zum Einen existieren Materialien, deren Kristallstruktur von Natur aus kein räumliches Inversionszentrum aufweist. Zu diesen gehören auch die in der Zinkblende-Struktur kristallisierenden Stoffe, wie das in dieser Arbeit verwendete GaAs. Diese Materialeigenschaft bewirkt die sogenannte Dresselhaus-Spin-Bahn-



**Abbildung 2.22:** Spinorientierung bei der Fermienergie für die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Kopplung (a), die Dresselhaus-Spin-Bahn-Kopplung (b) und beide Komponenten gleichzeitig (c), (d). (nach [67, 68])

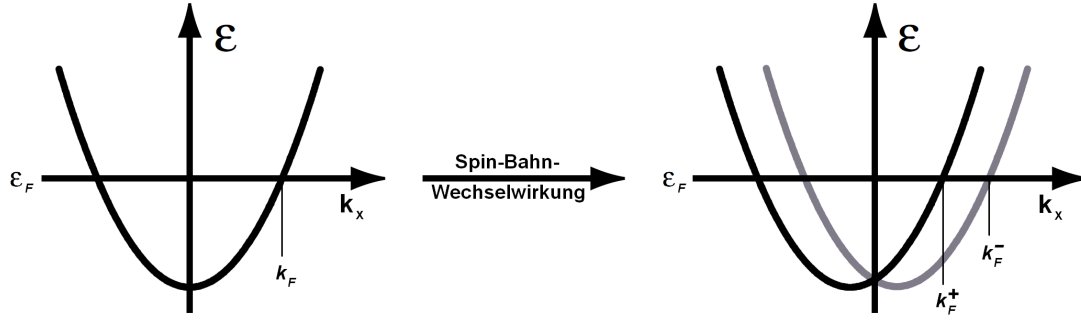
Wechselwirkung [65] und wird auch als BIA<sup>7</sup> bezeichnet. Die zweite Möglichkeit ist die Symmetriebrechung an einer Grenzfläche. Dieser Effekt stellt die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung [66] dar und wird analog zu BIA auch als SIA<sup>8</sup> bezeichnet. An der in dieser Arbeit untersuchten Fe/GaAs-Grenzfläche treten also beide dieser Komponenten der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf.

In Abb. 2.22 sind die jeweiligen Spinorientierungen der spinaufgespaltenen Subbänder an der Fermi-Energie in der  $xy$ -Ebene dargestellt. Die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Kopplung (Abb. 2.22a) ist dabei, zumindest in der hier dargestellten Näherung (siehe [10]), *in-plane* völlig isotrop, kann also alleine auch nicht zu Transportanisotropien führen. Für die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung (Abb. 2.22b) gilt ebenfalls, dass die Spinaufspaltung radialsymmetrisch ist, die Spins sind hier jedoch anders orientiert. Der Winkel zwischen  $\vec{k}$  und der zugehörigen Spinrichtung ist abhängig von der Richtung von  $\vec{k}$ . Durch die Kombination der beiden Beiträge ist die resultierende Spinaufspaltung dann abhängig von der Bewegungsrichtung der Elektronen (Abb. 2.22c, d). Die Wirkung dieser Spinaufspaltung auf die Bandstruktur ist in Abb. 2.23 am Beispiel eines parabolischen Bands gezeigt. Es resultieren verschiedene Fermi-Wellenvektoren für Elektronen in einer Bewegungsrichtung aber unterschiedlicher Spinorientierung. Da diese Abhängigkeit des Fermi-Wellenvektors von der Spinrichtung wiederum von der Bewegungsrichtung abhängig ist, folgt mit dem in ferromagnetischen Materialien generell spinabhängigen Transportverhalten (siehe Abschnitt 2.2.5) eine Anisotropie im lateralen Transport.

<sup>7</sup>engl: **B**ulk **I**nversion **A**symmetry

<sup>8</sup>engl: **S**tructure **I**nversion **A**symmetry





**Abbildung 2.23:** Schematische Darstellung der Spin-Aufspaltung aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung am Beispiel eines parabolischen Bands in  $x$ -Richtung. Im Gegensatz zum spinentarten Band (links) resultieren durch die Aufspaltung (rechts) verschiedene Fermi-Wellenvektoren für die Elektronen der beiden Spinrichtungen. (nach [69])

### 2.4.2. Das Spin-Bahn-Feld-Modell

Die im letzten Abschnitt behandelten Komponenten der Spin-Bahn-Wechselwirkung (SIA und BIA) können auch als effektives Magnetfeld (das Spin-Bahn-Feld) aufgefasst werden, das die Leitungselektronen beeinflusst. Nach der speziellen Relativitätstheorie erfahren bewegte Elektronen in einem elektrischen Feld in ihrem eigenen Ruhesystem ein Magnetfeld [70]. Die Wechselwirkung zwischen den Spins der Elektronen und diesem effektiven Magnetfeld entspricht der Spin-Bahn-Kopplung [10]. Das dafür nötige elektrische Feld kann dabei an Grenzflächen entstehen oder extern angelegt werden (SIA), oder auch aus dem periodischen Potenzial des Kristallgitters stammen (BIA). Das Spin-Bahn-Feld ist dabei, im Gegensatz zu normalen Magnetfeldern, abhängig vom Elektronenimpuls  $\vec{k}$ .

Die Symmetrie der Fe/GaAs-Grenzfläche entspricht der  $C_{2v}$ -Punktgruppe, das heißt es existieren eine zweizählige Drehachse (senkrecht zur Grenzfläche) und zwei Spiegelebenen (werden durch die Drehachse und die  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung aufgespannt). Der einfachste Hamilton-Operator (linear von  $\vec{k}$  abhängig), der diese Symmetrie widerspiegelt, lautet [71, 11]:

$$H_{SOC} = \alpha k_x \sigma_y + \beta k_y \sigma_x \quad (2.34)$$

Dabei stellen  $\sigma_{x,y}$  die Pauli-Spinmatritzen dar, während  $\alpha$  und  $\beta$  generische Parameter sind. Der Hamilton-Operator der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird im gesamten resultierenden Hamilton-Operator als additiver Zusatzterm berücksichtigt, also:

$$H_{ges} = H_{kin} + H_{Zeeman} + H_{SOC} \quad (2.35)$$

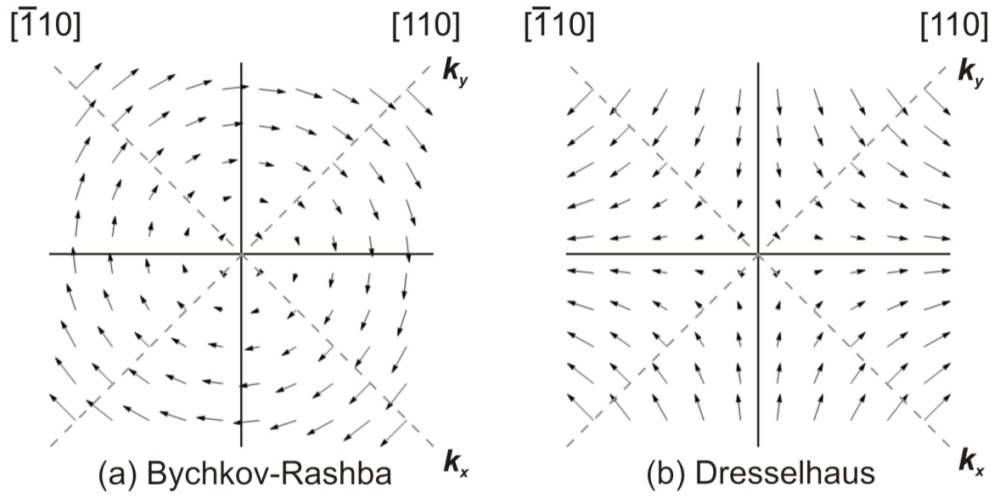
Dabei steht  $H_{Zeeman}$  für die Zeeman-Energie, die im Folgenden nicht weiter betrachtet wird, da sie vom Skalarprodukt der Magnetisierung und des Magnet-

felds abhängt, welches bei den relevanten Messungen (siehe Abschnitt 4.3.2) konstant ist, weil das Magnetfeld groß genug ist, die Magnetisierung durchgehend zu sättigen. Die  $C_{2v}$ -Symmetrie der Grenzfläche kann auch durch die Dresselhaus- und die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung im Hamilton-Operator ausgedrückt werden [71, 11]:

$$H_{SOC} = \gamma_D(k_x\sigma_y + k_y\sigma_x) + \alpha_{BR}(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y) \quad (2.36)$$

Dabei stellt  $\gamma_D$  den Dresselhaus-Parameter und  $\alpha_{BR}$  den Bychkov-Rashba-Parameter dar, wodurch die Stärke der jeweiligen Wechselwirkung angegeben wird. Mit  $\gamma_D = (\alpha + \beta)/2$  und  $\alpha_{BR} = (\beta - \alpha)/2$  ergibt sich dann wieder der generische  $C_{2v}$ -Hamiltonian (Glg. 2.34). Die Kombination der Dresselhaus- und der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Felder liefert also ein effektives Gesamtmagnetfeld mit der Symmetrie der Grenzfläche. Die beiden einzelnen Spin-Bahn-Felder sind in Abb. 2.24 dargestellt und können angegeben werden mit [9, 71]:

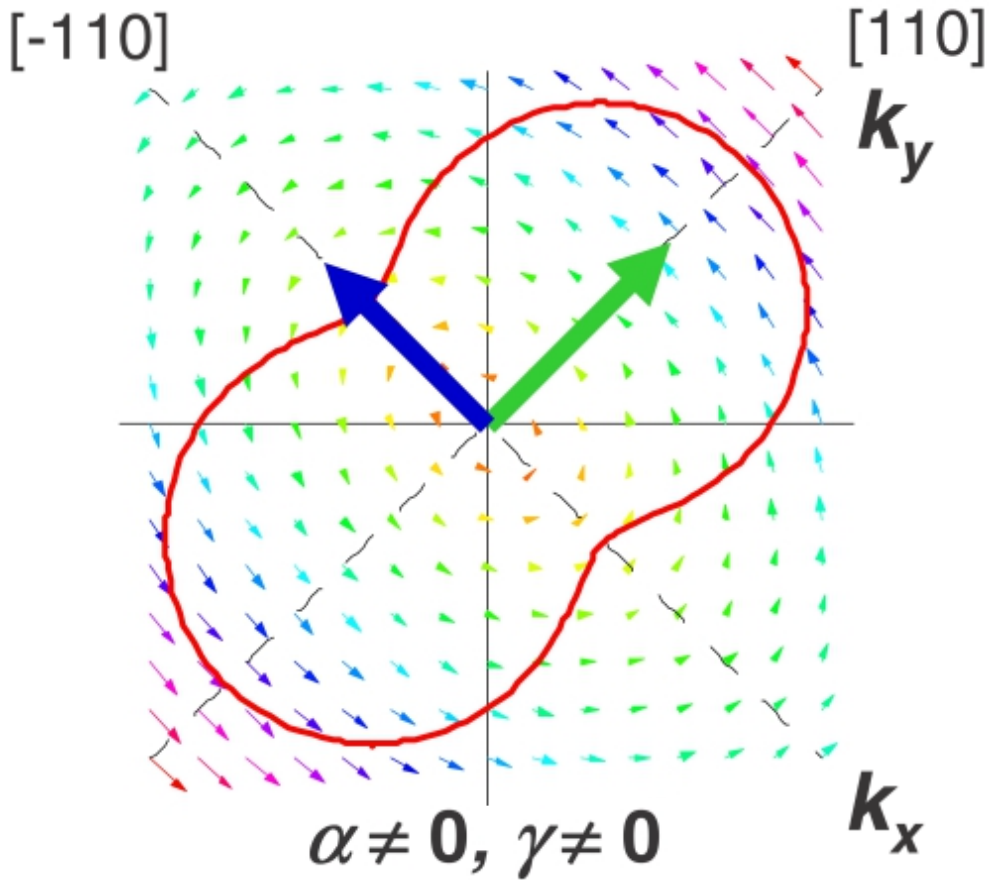
$$\vec{w}_D = \gamma_D(k_y, k_x, 0) \quad \vec{w}_{BR} = \alpha_{BR}(k_y, -k_x, 0) \quad (2.37)$$



**Abbildung 2.24:** Darstellung der effektiven Magnetfelder  $\vec{w}_{BR}(k_x, k_y)$  (a) und  $\vec{w}_D(k_x, k_y)$  (b) als Vektorplot. (nach [7])

Im Spin-Bahn-Feld-Modell können durch diese Felder die Spinorientierungen (vgl. Abb. 2.22) erklärt werden, indem sich die Spins danach ausrichten. Sind beide Komponenten der Spin-Bahn-Kopplung gleich groß ( $\gamma_D = \alpha_{BR}$ ), dann verschwindet deren Einfluss auf Elektronen, die sich in  $x$ -Richtung bewegen (vgl. Abb. 2.22c). Das gesamt resultierende Spin-Bahn-Feld  $\vec{w} = \vec{w}_{BR} + \vec{w}_D$  ist in Abb. 2.25 dargestellt. Es ergibt sich dafür eine uniaxiale Anisotropie der Amplitude. Die Richtung dieser Anisotropie dreht sich um  $90^\circ$ , wenn  $\gamma_D \cdot \alpha_{BR}$  das Vorzeichen

wechselt [6, 9]. Da für die Berechnung der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Kopplung nicht nur das intrinsische elektrische Feld der Grenzfläche berücksichtigt werden muss, sondern auch ein eventuell vorhandenes externes elektrisches Feld, ist der Rashba-Parameter  $\alpha_{BR}$  von diesem abhängig [66, 10]. Werden für den allgemeinen  $C_{2v}$ -Hamilton-operator (Glg. 2.34) nicht nur Terme linear in  $k$  berücksichtigt, dann hängen die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  selbst von  $k$  ab [71, 11]. Im Allgemeinen hängen sie außerdem von der Magnetisierungsrichtung der Eisenschicht ab [11]. In der Nähe des  $\Gamma$ -Punkts dominieren die oben behandelten linearen Bychkov-Rashba- und Dresselhausterme, während die Terme höherer Ordnung erst entfernt vom  $\Gamma$ -Punkt wichtig werden [11].



**Abbildung 2.25:** Darstellung des gesamten Spin-Bahn-Felds  $\vec{w}(k_x, k_y)$  als Vektorplot in Anwesenheit beider Komponenten der Spin-Bahn-Kopplung mit  $\gamma_D \cdot \alpha_{BR} > 0$ . Zusätzlich als rote Linie eingezeichnet ist ein Polarplot der Amplitude dieses Felds  $|\vec{w}(k_x, k_y)|$  für einen festen Wert von  $k_{x,y}$ . Elektronen, die sich in  $y$ -Richtung bewegen (grüner Pfeil), erfahren ein stärkeres Spin-Bahn-Feld als Elektronen, die sich in  $x$ -Richtung bewegen (blauer Pfeil). (nach [9])

### 2.4.3. Phänomenologisches Modell

Zur quantitativen Erklärung der Messergebnisse (siehe Kapitel 4) wird ein phänomenologisches Modell verwendet, wie es ursprünglich zur Beschreibung des TAMR<sup>9</sup>-Effekts entwickelt und verwendet wurde [6, 9, 10, 72] und das hauptsächlich auf Symmetriebetrachtungen beruht. Die Grundannahme dabei ist, dass der Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung, also das Spin-Bahn-Feld, vergleichsweise klein ist und daher als Störung des Systems des *bcc*-Eisens betrachtet werden kann. Es existieren genau zwei ausgezeichnete *in-plane*-Richtungen, die Magnetisierungsrichtung und die Richtung des Spin-Bahn-Felds. Der Leitfähigkeitstensor  $g_{ij}$  hängt dabei vom Vektor der Magnetisierung  $\vec{m}$  und dem des Spin-Bahn-Felds  $\vec{w}(\vec{k})$  ab, wobei letzterer wiederum vom Elektronenimpuls  $\vec{k}$  abhängt. Der Leitfähigkeitstensor kann dabei aus der Entwicklung einer Störungsreihe nach den Richtungskosinussen der Magnetisierung und den Komponenten des Spin-Bahn-Felds gewonnen werden [73]. Wird dies bis zu Termen zweiter Ordnung durchgeführt, wobei die Terme erster Ordnung im Spin-Bahn-Feld weggelassen werden, da sie aufgrund der später erfolgenden Mittelung über  $\vec{k}$  verschwinden ( $\vec{w}(\vec{k}) = -\vec{w}(-\vec{k})$ ), so ergibt sich [74]:

$$g_{ij} = a_{ij} + a_{kij}m_k + a_{klj}m_k m_l + b_{klj}w_k w_l + b_{klmij}m_k w_l w_m + b_{klmni}m_k m_l w_m w_n \quad (2.38)$$

Die Entwicklungsparameter  $a$  und  $b$  sind dabei für ein ungestörtes System mit  $O_h$ -Symmetrie (vollständige oktaedrische Symmetrie) definiert, was *bcc*-Eisen entspricht. Durch diese Symmetrie und die Onsager-Relation  $g_{ij}(\vec{m}) = g_{ji}(-\vec{m})$  werden die Entwicklungsparameter eingeschränkt. Wird das dadurch entstehende Gleichungssystem gelöst und über die Fermi-Impulse gemittelt, so resultiert der Leitfähigkeitstensor, der dann invertiert wird, um den Widerstandstensor zu erhalten, der in komplizierter Weise von den Entwicklungskoeffizienten abhängt (siehe [74]). Aus dem Widerstandstensor kann dann der experimentell zugängliche Längswiderstand  $R$  erhalten werden:

$$R(\theta, \phi) = \frac{L}{W} \rho_{long}(\theta, \phi) \approx \quad (2.39)$$

$$A + B \cos^2(\phi - \theta) - \frac{B - C}{2} \cos(2\theta) \cos(2\phi) - (D + F + G) \cos(2\theta) - F \cos(2\phi)$$

Die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  bezeichnen dabei die Richtung des Stromflusses ( $\theta$ ) bzw. der Magnetisierung ( $\phi$ ) in Abhängigkeit von der  $x$ -Richtung ( $[1\bar{1}0]$ ), während  $L$  und  $W$  für die Länge und Breite der Leiterbahn stehen. Die phänomenologischen Parameter  $A$  bis  $G$  ergeben sich aus den Entwicklungskoeffizienten (siehe [74]).  $A$  steht dabei für den normalen, isotropen Widerstand und  $B$  für den normalen AMR-Effekt, der vom Winkel zwischen Stromfluss und Magnetisierung bestimmt

---

<sup>9</sup>engl: **T**unneling **A**nisotropic **M**agnetoresistance

wird, aber unabhängig von den Kristallachsen ist. Der Parameter  $C$  hängt sowohl von der Spin-Bahn-Kopplung im *bulk*-Eisen als auch von der Stärke des Spin-Bahn-Felds an der Grenzfläche ab, jedoch nicht von dessen Richtung. Diese drei Parameter enthalten somit keine Informationen über die durch die Grenzfläche verursachten Anisotropien. Für diese sind die Parameter  $D$ ,  $F$  und  $G$  entscheidend.  $D$  besteht aus zwei Beiträgen, einen ausschließlich durch Spin-Bahn-Kopplung erzeugten und einen, der das Spin-Bahn-Feld mit dem Magnetismus verbindet. Der Parameter  $F$  enthält ebenfalls Informationen über Magnetismus und das Spin-Bahn-Feld; er kombiniert die durch das Spin-Bahn-Feld verursachte Kristallanisotropie mit den magnetischen Eigenschaften des Systems und sorgt so für den beobachteten CAMR (siehe Kapitel 4.3.2).  $G$  beschreibt die intrinsische Anisotropie der Struktur der Grenzfläche und ist unabhängig von der Spin-Bahn-Kopplung [73, 74].

Aufgrund der Symmetrie der BIA- und SIA-Spin-Bahn-Felder sind die Parameter  $D$  und  $F$  proportional zum Produkt des Rashba- und Dresselhausparameters  $\gamma_D \cdot \alpha_{BR}$ , weshalb sie generell bei Anwesenheit von sowohl BIA als auch SIA endlich sind und ansonsten verschwinden [9, 10].

Um nicht nur den Widerstand, sondern auch das Verhalten des CAMR für unterschiedliche Stromrichtungen  $\theta$  mit diesem Modell beschreiben zu können, wird der CAMR-Koeffizient eingeführt [73]:

$$\text{CAMR}(\theta) = \frac{R_{\max}(\theta) - R_{\min}(\theta)}{R_{\max}(\theta) + R_{\min}(\theta)} \quad (2.40)$$

Dabei bezeichnet  $R_{\max}(\theta)$  den maximalen Widerstand, der bei Stromfluss in der entsprechenden Richtung ( $\theta$ ) auftreten kann, also wenn  $\phi = \theta$ . Analog ist  $R_{\min}(\theta)$  als der minimal mögliche Widerstand definiert, der bei  $\phi = \theta + 90^\circ$  auftritt. Aus dem Widerstand (Glg. 2.39) und dieser Definition kann dann abgeleitet werden [73]<sup>10</sup>:

$$\text{CAMR}(\theta) \approx \frac{B + C + (C - B) \cos(4\theta) - 4F \cos(2\theta)}{4A} \quad (2.41)$$

Diese Formel wird dann verwendet, um die Ergebnisse dieser Arbeit zu diskutieren (siehe Kapitel 4).

#### 2.4.4. First-Principles-Studien

Zusätzlich zu den vorgestellten Modellbetrachtungen wurden auch einige *First-Principles*-Studien durchgeführt. Gmitra *et al.* [11] konnten eine Methode vorstellen, mit deren Hilfe das Spin-Bahn-Feld aus der Bandstruktur erhalten werden

---

<sup>10</sup>es geht ein:  $\cos(4\theta) = 2 \cos^2(2\theta) - 1$  und  $A \gg B, D, F, G$

kann, welche selbst durch eine *ab initio*-Berechnung bestimmt wurde (siehe Abb. 2.21). Diese Methode ist auch für größere Elektronengeschwindigkeiten, also entfernt vom  $\Gamma$ -Punkt, gültig. Desweiteren konnte herausgestellt werden, dass das Spin-Bahn-Feld selbst von der Magnetisierung der Eisenschicht abhängt.

Speziell für den lateralen Transport wurden ebenfalls in der Gruppe von Prof. Jaroslav Fabian einige *First-Principles*-Überlegungen durchgeführt [73, 74], die im Folgenden vorgestellt werden sollen. Um die  $C_{2v}$ -förmige Anisotropie aufgrund der Grenzfläche quantitativ erfassen zu können, werden zusätzlich zur Ladungsdichte  $\rho(z)$  zwei weitere Größen eingeführt. Dies sind die Anisotropie der Ladungsdichte  $\rho_A(z)$

$$\rho_A(z) = \int |\rho(x, y, z, m) - \rho(y, x, z, m)| dx dy \quad (2.42)$$

und die Magnetanisotropie der Ladungsdichte  $\rho_{MA}(z)$

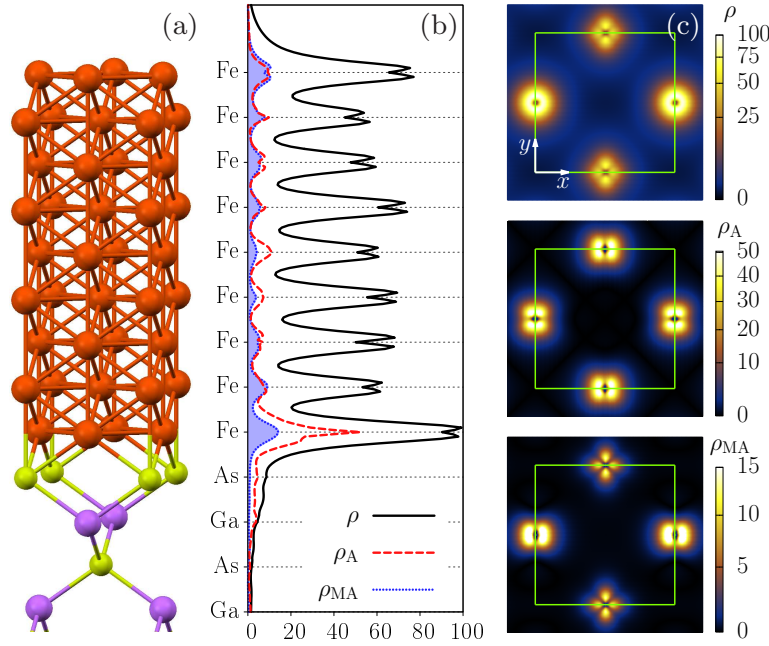
$$\rho_{MA}(z) = \int |\rho(x, y, z, m_{[110]}) - \rho(x, y, z, m_{[\bar{1}\bar{1}0]})| dx dy, \quad (2.43)$$

wobei  $m$  die Magnetisierungsrichtung angibt. Die erste Formel gibt also den Unterschied der Ladungsverteilung in  $x$ - und  $y$ -Richtung an (orbitale Struktur an der Grenzfläche), während die zweite die Änderung der Ladungsverteilung durch Drehen der Magnetisierungsrichtung aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung beschreibt. Unter einer vierfachen Symmetrie verschwinden beide Terme; sie können daher als Maß für die Stärke der zweifachen Symmetrie dienen. In Abb. 2.26b ist dies für neun Monolagen Eisen dargestellt. Die größte Anisotropie entsteht bei der ersten Eisenlage. Die Blochzustände an der Fermi-Energie dringen vom Eisen aus in die Grenzfläche ein, wodurch die  $C_{2v}$ -Symmetrie auf den lateralen Transport im Eisen übertragen wird. Dieses Eindringen kann in Abb. 2.26b gut gesehen werden. In 2.26c ist ein Querschnitt der Ladungsdichte und der entsprechenden Anisotropien in der Ebene der ersten Eisenlage gezeigt. Der Unterschied in der Ladungsdichte ist dabei für die unterschiedliche Leitfähigkeit in  $x$ - und  $y$ -Richtung verantwortlich (siehe Kapitel 4).

In Abbildung 2.27 ist  $\rho_A$  als Querschnitt in der  $xz$ -Ebene dargestellt. Die stärkste Anisotropie ist für die  $d$ -Orbitale des Eisens direkt an der Grenzfläche zu sehen. Des Weiteren ist erkennbar, dass die Stärke der Anisotropie für steigende Eisenschichtdicken insgesamt abnimmt.

Um eine quantitative Abschätzung der Kristall- und der Magnetanisotropie zu erhalten, werden die Verhältnisse der Anisotropien zur absoluten Ladungsverteilung betrachtet (über die ganze Einheitszelle integriert):

$$\chi_A = \frac{\int dz \rho_A(z)}{\int dz \rho(z)} \quad \chi_{MA} = \frac{\int dz \rho_{MA}(z)}{\int dz \rho(z)} \quad (2.44)$$

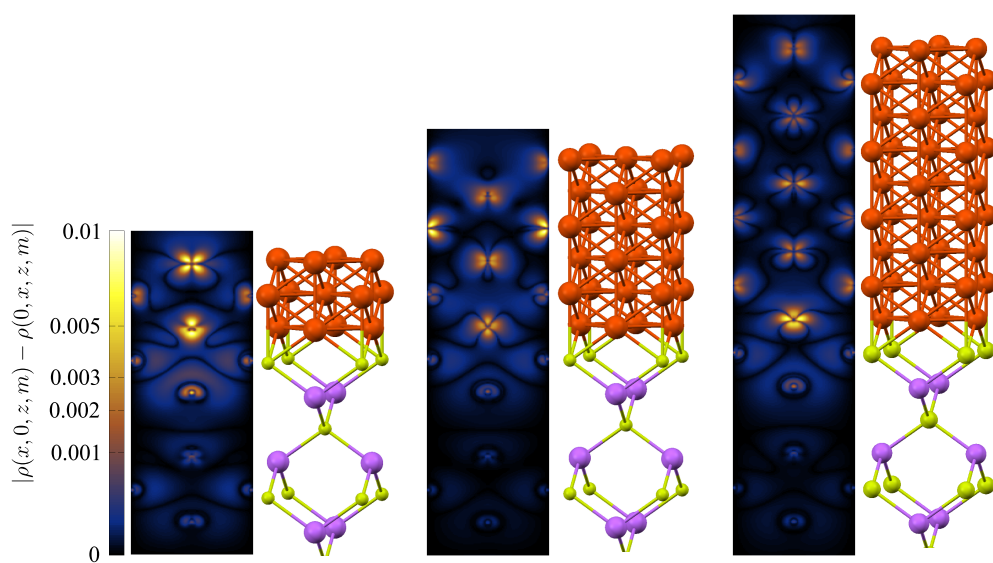


**Abbildung 2.26:** Anisotropie der Fe/GaAs-Grenzfläche für neun Lagen Eisen. (a) Atomare Struktur. (b) Berechnete Elektronendichte  $\rho(z)$ , Anisotropie der Elektronendichte  $\rho_A(z)$  und magnetische Anisotropie der Elektronendichte  $\rho_{MA}(z)$  um die Fermi-Energie, gemittelt über die  $xy$ -Ebene. (c)  $\rho(x,y)$ ,  $\rho_A(x,y)$  und  $\rho_{MA}(x,y)$  in der Ebene der ersten Eisenlage. Die größten Elektronendichten befinden sich in der direkten Umgebung der Eisenatome (Einheitszelle in grün dargestellt).  $\rho_A(x,y)$  wurde für Magnetisierung in  $y$ -Richtung berechnet. (aus [73])

Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 2.1. Wie erwartet nehmen die Anisotropiestärken mit steigender Eisenschichtdicke ab. Generell ist zu sagen, dass die Werte verglichen mit den experimentellen Befunden recht hoch ausfallen (ca. das 5- bis 10-fache, siehe Abschnitt 4.3.2).

Anisotropie	3 ML	6 ML	9 ML
$\chi_A$	27%	25%	15%
$\chi_{MA}$	21%	12%	5%

**Tabelle 2.1:** Berechnete Werte der Kristallanisotropie  $\chi_A$  und der Magnetanisotropie  $\chi_{MA}$  (siehe Glg. 2.44) für drei, sechs und neun Monolagen Eisen. (nach [74])



**Abbildung 2.27:** Berechnete Anisotropie der Elektronendichte als Querschnitt in der  $xz$ -Ebene. Dargestellt für drei, sechs und neun Monolagen Eisen, neben der entsprechenden atomaren Struktur. (aus [74])



## 3. Probenpräparation und Messverfahren

*In diesem Kapitel wird auf die Probenherstellung und die in der Arbeit zum Einsatz gekommenen Messmethoden eingegangen. Zuerst wird kurz das Aufwachsen des Heterostruktursystems der beiden in der Arbeit verwendeten Wafer beschrieben und danach die Präparation der Proben erläutert. Die entsprechenden Prozessparameter sind im Anhang A dokumentiert. Abschließend wird der verwendete Messaufbau vorgestellt.*

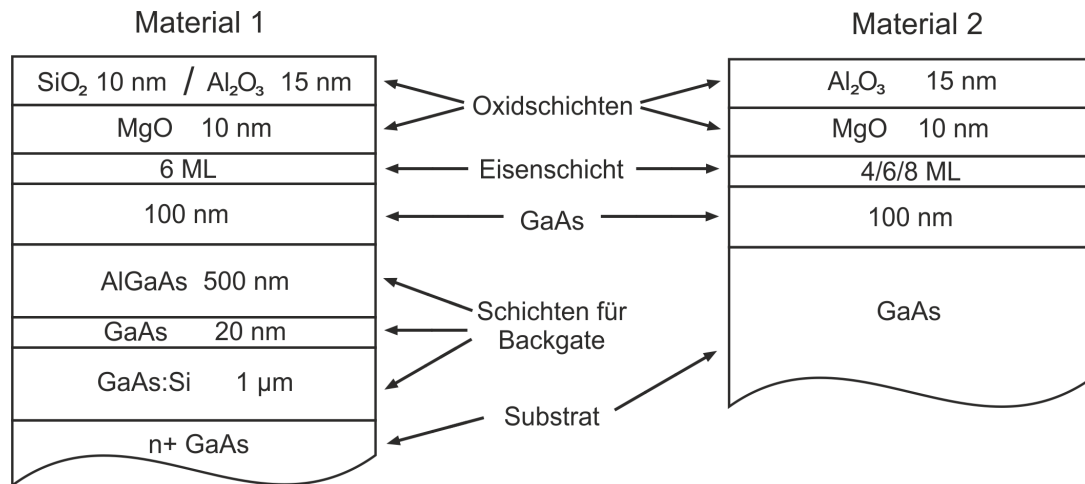
### 3.1. Probenpräparation

#### 3.1.1. Herstellung des Probenmaterials

Der erste Schritt bei der Probenherstellung ist das Aufwachsen der Heterostruktur auf das Wafersubstrat mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE<sup>1</sup>). In dieser Arbeit kamen zwei verschiedene Materialsysteme zum Einsatz (siehe Abb. 3.1). Das Ausgangsmaterial ist im ersten Fall ein stark dotierter n+GaAs(001)-Wafer, auf den ein GaAs/AlGaAs-Schichtsystem gewachsen wird, um Messungen mit Backgate zu ermöglichen. Im zweiten Fall besteht das Substrat aus einem undotiertem GaAs(001)-Wafer. In beiden Fällen wird epitaktisch 100 nm GaAs aufgewachsen, um eine Oberfläche zu erhalten, die weiteres epitaktisches Wachstum erlaubt. Alle bisher genannten Wachstumsschritte finden in der Kammer für III/V-Halbleiter bei 630 °C statt. Danach wird der Wafer ohne Vakuumbruch in eine Metall-MBE-Kammer umgeschleust, die dafür geeignet ist, wenige Monolagen Eisen epitaktisch aufzuwachsen. In dieser wird dann bei ungefähr 75 °C die Eisenschicht hergestellt, deren Dicke beim ersten Materialsystem ca. 6 ML und beim zweiten ca. 4, 6 und 8 ML beträgt. Die unterschiedlichen Schichtdicken beim zweiten Wafer werden durch zeit- und teilweises Abblenden des Eisenstrahls realisiert, wodurch drei verschiedene Zonen entstehen. Da sich zeigt, dass ab Temperaturen von 100 °C magnetisch tote Lagen auftreten können [31], werden Temperaturen von über 90 °C im Folgenden vermieden.

---

<sup>1</sup>engl: Molecular Beam Epitaxy



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der Heterostruktur beider Materialsysteme. Die durch Oxide abgedeckte Eisenschicht ist jeweils auf intrinsischem GaAs aufgewachsen. Bei Material eins (links) ist zusätzlich ein Backgatesystem eingebaut, das aus einer mit Silicium dotierten GaAs-Schicht (die eigentliche Backgateschicht, die Siliciumdichte beträgt  $10^{18}/\text{cm}^3$ ), einer intrinsischen GaAs-Schicht (spacer) und einer intrinsischen AlGaAs-Schicht (barrier) besteht.

Nach Fertigstellung der Eisenschicht wird in der selben Kammer eine ca. 10 nm dicke Abdeckschicht aus MgO thermisch aufgedampft, um das Eisen vor Oxidation zu schützen. Da MgO hygroskopisch ist, müssen die Wafer nach dem Ausschleusen aus der MBE schnellstmöglich nochmals abgedeckt werden. Dies geschieht mit Hilfe der ALD<sup>2</sup>, in der ca. 15 nm Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> aufgebracht werden. Beim ALD-Prozess werden zwei Prozessgase, in diesem Fall TMA<sup>3</sup> und Wasserdampf, abwechselnd in die Kammer gelassen, wo sie jeweils selbstbegrenzend mit der zu bedampfenden Oberfläche reagieren und dabei insgesamt Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> abscheiden. Genauer beschrieben wird der Prozess z.B. in [75]. Beim ersten Material wurde eine Hälfte des Wafers stattdessen mit ca. 15 nm thermisch aufgedampftem SiO<sub>2</sub> aus der Standardaufdampfanlage UNIVEX abgedeckt, um den Verlust des gesamten Materials zu vermeiden, sollte der zum damaligen Zeitpunkt noch nicht vollständig erprobte Niedrigtemperatur-ALD-Schritt (90 °C-Prozess) fehlschlagen. Zuletzt werden die Wafer für die weitere Behandlung in leichter zu handhabende Stücke (Viertel bzw. Drittel) zerlegt, welche beim zweiten Material den drei Zonen entsprechen.

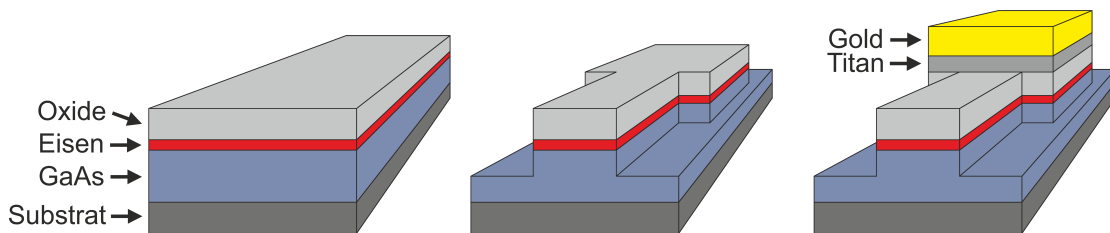
---

<sup>2</sup>engl: **A**tomic **L**ayer **D**eposition

<sup>3</sup>**T**rimethylaluminium

### 3.1.2. Probenstrukturierung

Um Proben zu strukturieren (siehe Abb. 3.2), werden die Waferstücke zunächst durch Ritzen und Brechen in Stücke zerlegt, die eine für die bei der optischen Lithographie verwendete Maske geeignete Größe aufweisen. Bei der optischen Lithographie wird auf die Probe ein Photolack aufgeschleudert und dieser dann durch eine Maske belichtet. An den belichteten Stellen verändert sich die chemische Struktur des Lacks derart, dass er von einem Entwicklergemisch selektiv aufgelöst werden kann. Die in dieser Arbeit verwendeten Hallbarstrukturen werden mit optischer Lithographie definiert, wobei zwei verschieden geformte zum Einsatz kommen. Bei den älteren Proben aus dem ersten Material handelt es sich dabei um L-förmige Leiterbahnen (siehe Abb. 3.3a), die einen direkten Vergleich zweier zueinander senkrechter Stromrichtungen erlauben. Für die neueren Proben aus Material zwei wird eine eigens für diese Arbeit konzipierte Maske verwendet, mit der Hallbars strukturiert werden können, die sechs  $15^\circ$ -Knicks aufweisen (siehe Abb. 3.3b).



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der Probenpräparation. Das Ausgangsmaterial vor dem ersten Lithographieschritt (links), nach dem Herausätzen der Hallbar (mitte) und nach dem Aufdampfen der Kontaktpads (rechts). Aus Gründen der Übersicht sind die Oxidschichten zusammengefasst dargestellt und die etwaigen Backgateschichten nicht eingezeichnet.

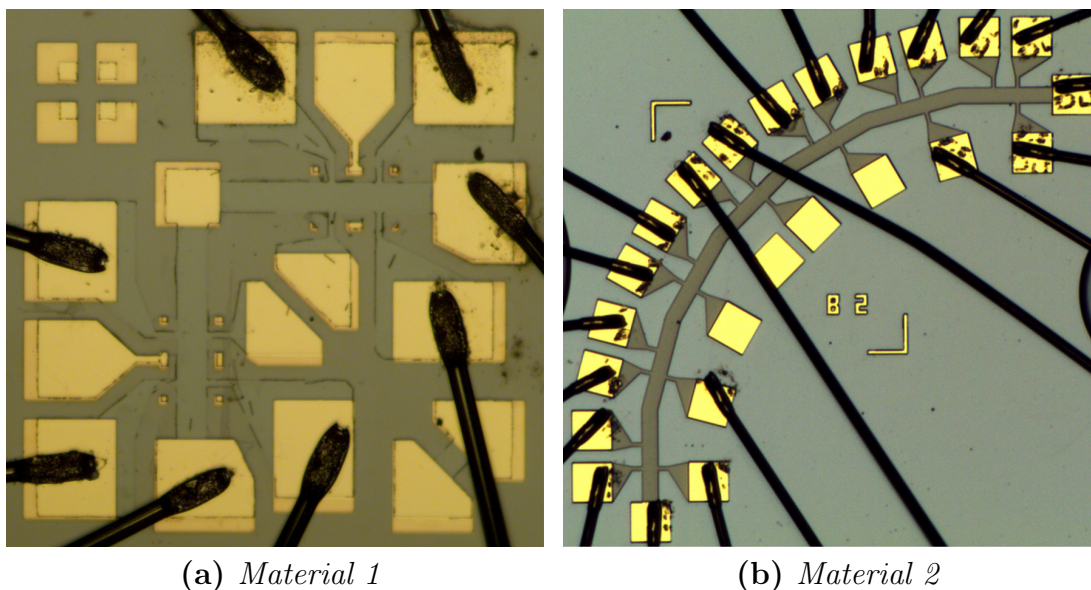
Nach der Lithographie werden die Hallbars mit der CAIBE<sup>4</sup> herausgeätzt, wobei in dieser Arbeit nur der physikalische Anteil, also reines Argonionenstrahlätzen, zum Einsatz kam. Nach dem Entfernen des Lacks werden in einem weiteren optischen Lithographieschritt die Kontaktpads definiert und danach in der Aufdampfanlage UNIVEX abgeschieden. In dieser Arbeit werden Pads aus einer 130 nm dicken Goldschicht verwendet, die von 15 nm Titan als Haftvermittler unterlegt werden. Beide Metalle werden dabei thermisch im Vakuum verdampft und von der darüber positionierten Probe aufgefangen. Die Erhitzung von Gold erfolgt dabei durch einen starken Stromfluss (ca. 140 A), während bei Titan ein Elektronenstrahlverdampfer Verwendung findet. Danach wird ein sogenannter Lift-off durchgeführt, bei dem die Probe in das Lösungsmittel Aceton eingelegt wird, das den Photo-

<sup>4</sup>engl: Chemical Assisted Ion Beam Etching

lack auflöst. Mit Hilfe einer Spritze werden dann die ursprünglich auf dem Lack liegenden Ti/Au-Schichten weggespült, wobei die Kontaktpads zurückbleiben.

### 3.1.3. Kontaktieren der Strukturen

Als nächstes werden die Proben dann durch Ritzen und Brechen in Teilstücke zerlegt, auf denen sich nur noch eine bogenförmige oder maximal zwei L-förmige Hallbars befinden. Diese Stücke werden danach in Chipcarrier eingeklebt, wobei bei Material eins elektrisch leitfähiger Leitsilberkleber und bei Material zwei PMMA<sup>5</sup>-Kleber verwendet wird. Die Kontaktpads werden dann beim sogenannten Bonden über Aluminium- oder Golddrähte, die mit einem Ultraschallpuls fixiert werden, mit den Pins des Chipcarriers verbunden (siehe Abbildung 3.3). Der elektrische Kontakt zur Eisenschicht entsteht dabei, indem die isolierenden Schichten durch den Ultraschallpuls penetriert werden. Die Amplitude des Ultraschalls (Bondingstärke) muss dafür hoch genug gewählt werden, ansonsten entsteht keine direkte Metallverbindung zwischen dem Pad und der Eisenschicht und der resultierende Kontaktwiderstand ist nichtlinear und erhöht (siehe Abbildung 4.7).



**Abbildung 3.3:** Lichtmikroskopaufnahmen von fertigen Proben beider Arten. Die Leiterbahn ist jeweils  $40\text{ }\mu\text{m}$  breit, daneben lassen sich die goldenen Kontaktpads und die Bonddrähte gut erkennen. Im linken Bild sind Lackreste erkennbar, die vor allem am Rand der Hallbar hängen geblieben sind.

---

<sup>5</sup>Polymethylmethacrylat

### 3.1.4. Besonderheiten der Probenpräparation

In diesem Abschnitt wird kurz auf die Besonderheiten der verwendeten Probenpräparationsmethoden eingegangen. Wie bereits oben erwähnt, besteht die oberste Abdeckschicht bei den meisten Proben aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , das stark von Natronlauge angegriffen wird, auf der die meisten Entwicklergemische für die optische Lithographie basieren. Aufgrund der sich daraus ergebenden Unterätzungen ist es nötig, einen speziellen metallionenfreien oder zumindest natriumionenfreien Entwickler zu verwenden. Die dafür nötigen Prozessparameter wurden im Vorfeld der Arbeit ermittelt [76] und sind im Anhang A dokumentiert. Desweiteren wurde, um in möglichst vielen Kristallrichtungen simultan messen zu können und eine hohe Vergleichbarkeit der einzelnen Messungen zu erzielen, im Lauf der Arbeit eine spezielle Lithographiemaske mit einer in  $15^\circ$ -Schritten geknickten Hallbar entworfen (siehe Abb. 3.3b).

Der Ionenstrahlätzschritt zum Definieren der Hallbar dauert acht Minuten, was vergleichsweise lange ist und zum Verbrennen des Lacks führt. Verbrannter Lack lässt sich nur schwer wieder von der Probe lösen. Das Problem kann verringert werden, indem die Ätzphase von Pausen unterbrochen wird, in denen der Lack abkühlen kann. In Abb. 3.3a sind nicht entfernte Lackreste erkennbar. Desweiteren ist die Probenoberfläche mechanisch äußerst empfindlich. Bereits die Berührung mit einem Reinraumtuch genügt, um den Widerstand einer Probe merklich zu verändern.

## 3.2. Messaufbau

In diesem Abschnitt wird kurz auf die verwendeten Messmethoden und die dafür benötigten Geräte eingegangen. Mit Ausnahme von schnellen Testmessungen zum Überprüfen der Kontaktqualität fanden alle im Laufe dieser Arbeit durchgeführten Messungen in Magnetkryostatsystemen statt. Die verwendeten Systeme bieten die Möglichkeit Proben elektrisch zu vermessen, während sowohl die Proben temperatur als auch ein äußeres Magnetfeld kontrolliert eingestellt oder verändert werden kann. Aufgebaut sind diese Kryostaten aus zwei thermisch nach außen und von einander durch Isoliervakua abgetrennten Bereichen. Der erste Bereich, das Heliumreservoir, enthält dabei die Spulen des Magnetsystems und fungiert außerdem als Vorratsbehälter für flüssiges Helium. Die typischerweise aus  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  bestehenden Spulen bleiben dabei stets von flüssigem Helium bedeckt und werden somit in einem supraleitenden Zustand gehalten. Der zweite wichtige Bereich ist das VTI<sup>6</sup>, welches die Probenkammer darstellt. Das VTI ist über ein Nadelventil mit dem Reservoir verbunden, so dass die Probe durch Abpumpen des VTIs bei

---

<sup>6</sup>engl: **V**ariable **T**emperature **I**nsert

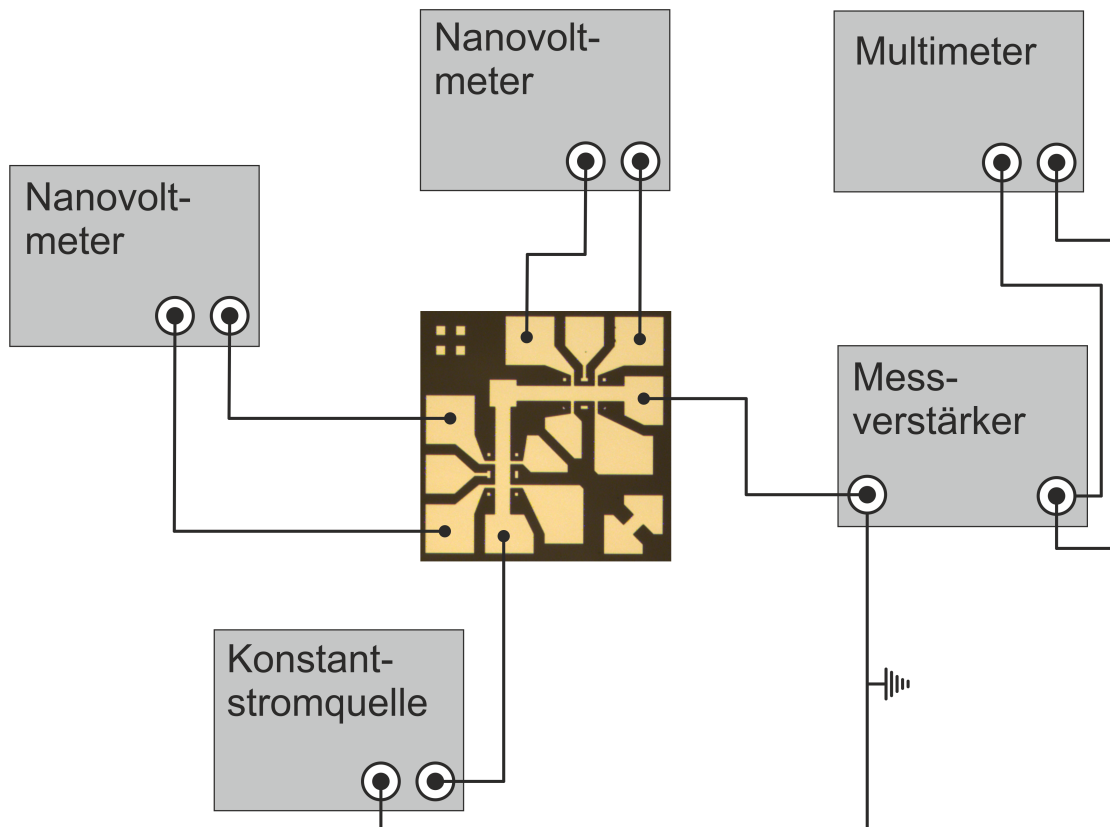
geöffnetem Nadelventil abgekühlt werden kann. Um eine Probentemperatur von 4,2 K zu erzielen, wird das VTI mit flüssigem Helium geflutet und dann Normaldruck hergestellt. Niedrigere Temperaturen bis zu ca. 1,4 K können durch Erniedrigung des Dampfdrucks erreicht werden. Höhere Temperaturen sind mit Hilfe einer über einen Regelkreis steuerbaren Heizung einstellbar, wobei die Probe von einem Gasstrom der gewünschten Temperatur umspült wird. Am Lehrstuhl stehen mehrere Kryostaten mit verschiedenen Eigenschaften zur Verfügung. Zum einen sind das zwei sehr ähnliche Systeme der Firma Oxford (Teslatron 10/12/64/13 bzw. 14/16/52/13) und zum anderen ein 3D-Vektormagnetsystem von Cryogenic (Job Nr. 2505). Die Oxfordkryostaten sind in der Lage ein senkrechtes Magnetfeld von 10 bzw. 14 T zu erzeugen, wobei die Probe durch einen speziellen rotierbaren Probenhalter im Magnetfeld gedreht werden kann. Im Vektormagneten ist es, aufgrund dreier voneinander unabhängiger Magnetspulensysteme, hingegen möglich, ein Magnetfeld in beliebige Richtungen anzulegen. Der Nachteil dieses Kryostaten ist dabei sein niedrigeres Maximalfeld von 1 T.

Für die bereits oben erwähnten Testmessungen zum Überprüfen der Kontakte und für einfache UI-Kennlinien wurde der Semiconductor Parameter Analyzer 4155A von Hewlett Packard verwendet, während die meisten Messungen mit einem Standard-DC-Messaufbau durchgeführt wurden, der in Abb. 3.4 am Beispiel der L-förmigen Hallbar dargestellt ist. Dabei wird über die Leiterbahn der Hallbar ein konstanter Strom geschickt und die abfallende Längsspannung an beiden Ästen simultan gemessen. Als Konstantstromquelle dient dabei eine Keithley 6221 DC and AC Current Source, deren Output direkt per BNC-Stecker über ein Koaxialkabel mit dem ersten Kontakt des Strompfads verbunden wird. Über den Außenleiter des Koaxialkabels ist der zweite Kontakt der Stromquelle automatisch auf Masse gelegt. Der zweite Kontakt des Strompfads wird mit dem Messverstärker (Ithaco 1211) verbunden, der den Stromkreis über die Masse schließt und eine zum durchfließenden Strom proportionale Spannung ausgibt, die mit einem Multimeter (Agilent 34410A oder Keithley 2000) detektiert wird. Die beiden Längsspannungen werden dabei jeweils durch eine Vier-Punkt-Messung mit einem genauen Nanovoltmeter (Agilent 34420A) bestimmt. Bei den Proben mit der langen, mehrfach geknickten Hallbar (siehe Abb. 3.3b) funktioniert die Messung nach dem selben Prinzip.

Da das auf LabVIEW<sup>7</sup> basierende Standardmessprogramm nur vier Spannungsmessungen zeitgleich durchführen kann, wurde ein vielseitigeres, mittlerweile am Lehrstuhl zur Verfügung stehendes Messprogramm verwendet, das auf der Programmiersprache Perl beruht. Dieses Messprogramm ist in der Lage, eine Vielzahl an Messungen gleichzeitig durchzuführen und dabei den zweiten Messkanal der Nanovoltmeter mit auszulesen, so dass für die sieben simultan zu messenden Spannungen insgesamt nur vier Messgeräte nötig sind.

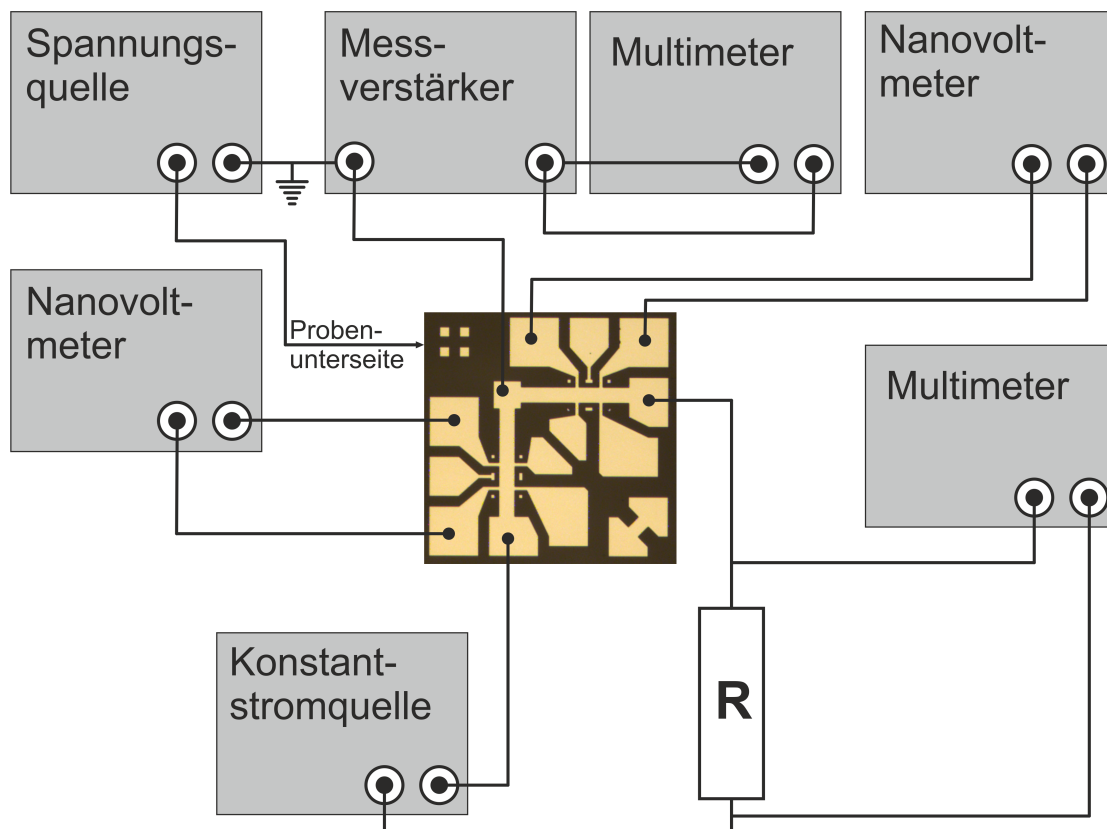
---

<sup>7</sup>engl: **L**aboratory **V**irtual **I**nstrumentation **E**ngineering **W**orkbench



**Abbildung 3.4:** Schema des meistverwendeten Messaufbaus am Beispiel der L-förmigen Hallbar. Mit Hilfe der Konstantstromquelle wird ein genau definierter Strom an die Leiterbahn angelegt. Dieser wird über den Messverstärker, der eine zum Strom proportionale Spannung erzeugt, mit einem Multimeter überprüft. Dabei wird der Stromkreis durch die Außenleiter der verwendeten Koaxialkabel über die Masse geschlossen. Die Längsspannungen an beiden Hallbarästen werden mit den Nanovoltmetern durch Vier-Punkt-Messungen bestimmt.

Für Messungen mit zusätzlicher Gatespannung ist ein komplizierterer Messaufbau notwendig (siehe Abb. 3.5). Die Gatespannung wird von einem Keithley 2400 SourceMeter generiert und zwischen der Leiterbahn der Hallbar und der Backgateschicht der Heterostruktur (siehe Abb. 3.1) über die Bodenfläche des Chipcarriers angelegt. Um den Gateleckstrom genau zu bestimmen, wird die empfindliche Strommessmethode über den Messverstärker hierfür verwendet. Da bei dieser Methode der Stromkreis über die Masse geschlossen wird, verbietet es sich den Strom durch die Leiterbahn ebenfalls auf diese Art zu messen, da sonst ein Kurzschluss entsteht. Dieser Strom wird über einen normalen Stromkreis angelegt, wobei ein bekannter Widerstand ( $R = 1 \text{ k}\Omega$ ) in Reihe geschaltet wird, aus dessen Spannungsabfall die Stromstärke ermittelt werden kann. Die an den beiden Ästen der



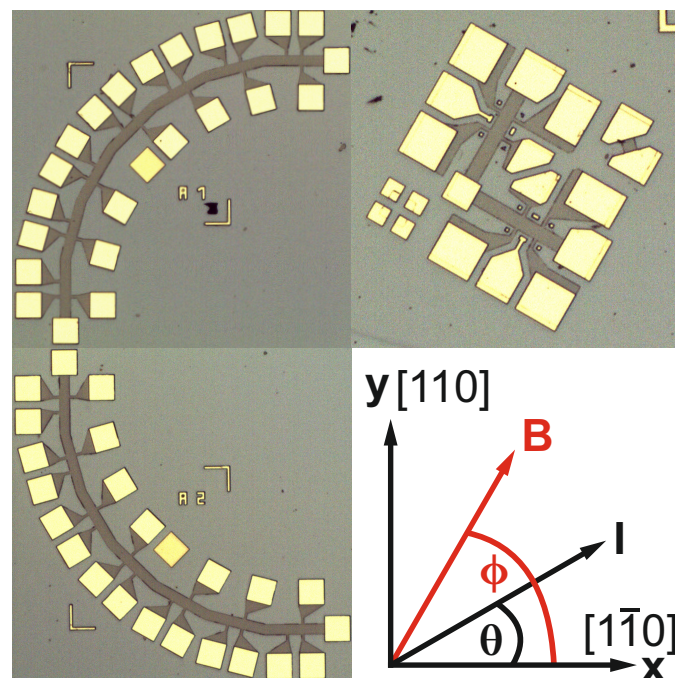
**Abbildung 3.5:** Schema des Messaufbaus für Messungen mit Gatespannung. Im Gegensatz zu den Messungen ohne Gate (siehe Abb. 3.4) wird für den Probenstrom ein Standardstromkreis verwendet, bei dem ein zusätzlicher Widerstand in Reihe geschaltet ist. Über die daran abfallende Spannung kann der Strom durch die Leiterbahn bestimmt werden. Die Gatespannung wird mit Hilfe der Spannungsquelle zwischen der Leiterbahn und der Backgateschicht angelegt, die über die Probenunterseite elektrisch kontaktiert ist. Dabei wird über den Messverstärker der Gateleckstrom gemessen. Mit den Nanovoltmetern werden wieder die Längsspannungen an beiden Ästen der Hallbar bestimmt.

Hallbar abfallende Längsspannung wird wieder mit zwei simultanen Vier-Punkt-Messungen bestimmt.



## 4. Messergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die im Laufe der Arbeit durchgeführten Messungen mit Hilfe von exemplarisch ausgewählten Graphen vorgestellt und diskutiert. Dabei wird zunächst das allgemeine Verhalten der Proben anhand von Kennlinien und Abkühlkurven charakterisiert und danach auf die verschiedenen Messungen in magnetischen Feldern eingegangen. Diese werden dann mit den theoretischen Betrachtungen (siehe Kapitel 2) verglichen. Im folgenden Kapitel (Kapitel 5) werden die Ergebnisse dann abschließend zusammengefasst.



**Abbildung 4.1:** Darstellung der in der Arbeit verwendeten Richtungsbezeichnungen anhand von Lichtmikroskopaufnahmen der untersuchten Hallbarstrukturen. Der Winkel  $\theta$  gibt die Stromrichtung und der Winkel  $\phi$  die Magnetisierungsrichtung relativ zur x-Achse an.

Da das Ziel dieser Arbeit die Untersuchung von kristallrichtungsabhängigen Anisotropien im elektrischen Transport war, ist es eine Grundvoraussetzung, den Widerstand für Stromfluss in verschiedene klar definierte Kristallrichtungen messen

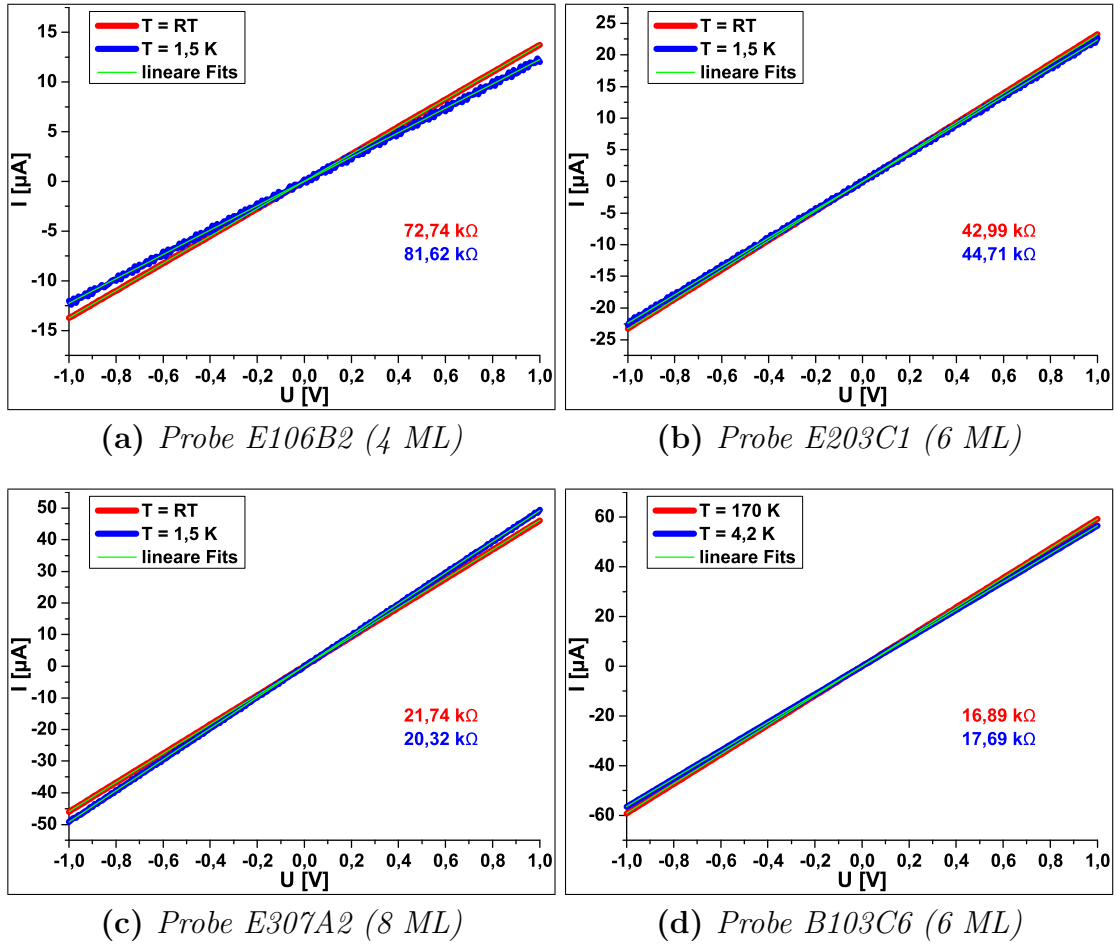
zu können. Zu diesem Zweck wurden Proben verschiedener Geometrie hergestellt (siehe Kapitel 3) und vermessen. In Abbildung 4.1 sind die beiden in dieser Arbeit verwendeten Hallbar-Formen und die Definitionen der relevanten Richtungen gegeben. Der Winkel  $\theta$  beschreibt die Stromrichtung und der Winkel  $\phi$  die Richtung der Magnetisierung, jeweils relativ zur  $x$ -Richtung, also der kristallographischen  $[1\bar{1}0]$ -Achse. Durch die Verwendung zweier Hallbars mit  $15^\circ$ -Knicks (Abbildung 4.1 links), die gegeneinander um  $90^\circ$  gedreht sind, ist es möglich, die Stromrichtung ( $\theta$ ) in diesen  $15^\circ$ -Schritten zu variieren und dabei in jeweils sieben Richtungen gleichzeitig zu messen. Durch das Anlegen von negativen Strömen können dann alle Richtungen in  $15^\circ$ -Schritten untersucht werden. Diese Geometrie kam bei den neueren Proben vom Material 2 (siehe Kapitel 3) zum Einsatz. Um bei den zuerst untersuchten Proben (Material 1) mit den L-förmigen Hallbars (Abbildung 4.1 rechts oben) Stromfluss in alle diese Richtungen zu erzeugen, werden sechs verschiedene, gegeneinander in den  $15^\circ$ -Schritten gedrehte Hallbars benötigt.

Insgesamt wurden vier verschiedene Probenmaterialien untersucht, nämlich das Material 1, das eine ca. 6 ML dicke Eisenschicht aufweist und das Material 2 mit seinen drei unterschiedlichen Eisenschichtdicken von vier, sechs und acht Monolagen. Im Folgenden werden diese stets miteinander verglichen. Der Vollständigkeit halber sind bei den Messungen auch die Probennummern angegeben; diese sind sechstellig, wobei die ersten beiden Stellen das Material und Waferstück angeben (B steht dabei für Material 1, E1, E2 und E3 für Material 2 mit 4, 6 und 8 ML), die nächsten beiden Ziffern das Probenstück (und somit die genaue Position der Probe auf dem Waferstück) bezeichnen und die letzten beiden Stellen die Nummer der Hallbar auf der Lithographiemaske darstellen. Bei Material 1 wurde, wie in Kapitel 3 beschrieben, sowohl  $\text{SiO}_2$  als auch  $\text{Al}_2\text{O}_3$  als Abdeckschicht verwendet. Da sich dadurch keinerlei Einfluss auf die Messergebnisse zeigte, werden diese beiden Probenarten im Folgenden nicht weiter unterschieden.

## 4.1. Probencharakterisierung

### 4.1.1. Kennlinien und Kontakte

In Abbildung 4.2 sind aus Zweipunktmessungen entstandene UI-Kennlinien verschiedener exemplarisch ausgewählter Proben gezeigt. Es wurde dabei mit Hilfe des Semiconductor Parameter Analyzers eine Spannung an den gesamten Strompfad der Hallbars angelegt und der dadurch entstehende Strom gemessen. Bei Zweipunktmessungen werden im Gegensatz zu Vierpunktmessungen die Widerstände der Kontakte, des Probenhalters und der Messkabel mitgemessen, weshalb sich ein Vergleich beider Messarten eignet, um die Kontaktwiderstände abzuschätzen. Die Messungen aus 4.2a bis 4.2c (Material 2) wurden an der in  $15^\circ$ -

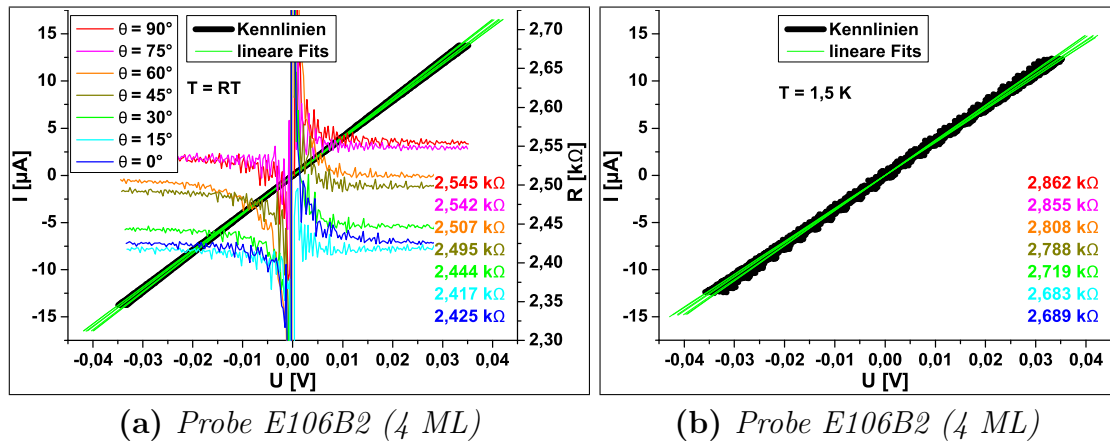


**Abbildung 4.2:** Mit 2-Punktmessungen aufgenommene  $UI$ -Kennlinien unterschiedlicher Proben bei Heliumtemperatur und höherer Temperatur. Der Strom floss dabei über die komplette Hallbar, wobei bei den Messungen in (a) bis (c) die längere segmentierte Struktur und bei (d) die wesentlich kürzere L-förmige verwendet wurde. Die Kennlinien wurden linear gefittet und der aus der Steigung der Fitgeraden berechnete Widerstand ist jeweils mit angegeben. Die Zweipunktkennlinien aller Proben sind linear.

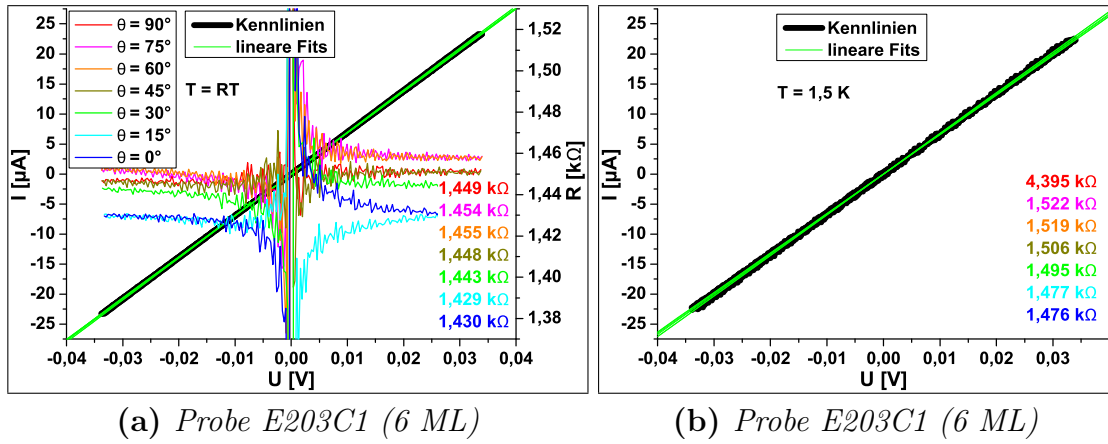
Schritten segmentierten Hallbar (siehe 4.1 links) bei Raumtemperatur und bei 1,5 K durchgeführt, während bei 4.2d (Material 1) die L-förmige Hallbar verwendet und bei 170 K und 4,2 K gemessen wurde. Alle diese Kennlinien zeigen lineares Verhalten, was ein Indiz für gute Qualität der beteiligten Kontakte darstellt. Die Kennlinien wurden linear gefittet (grüne Linien) und aus der Steigung der Fitgeraden die entsprechenden Gesamtwiderstände bestimmt. Es ergeben sich erwartungsgemäß höhere Widerstände für dünnere Schichten, wobei der Widerstand

schneller steigt als die Schichtdicke abnimmt (siehe dazu Kapitel 2.2.4). Für die L-förmige Hallbar, deren Leiterbahn deutlich kürzer ist (ca.  $550\text{ }\mu\text{m}$  statt  $1640\text{ }\mu\text{m}$ ), liegt der Widerstand, umgerechnet auf die längere Hallbar, bei  $49,44\text{ k}\Omega$  für Raumtemperatur, also höher als bei den 6 ML-Proben von Material 2. Zusätzlich fällt im Vergleich der Widerstände einer Probe auf, dass bei den vier und sechs Monolagen dicken Schichten der Widerstand bei tiefer Temperatur höher ist als bei Raumtemperatur, die acht Monolagen dicke Schicht sich jedoch umgekehrt verhält. Dies wird in Abschnitt 4.1.2 genauer untersucht.

Im Folgenden werden nun Vierpunktkennlinien betrachtet, die an den selben Proben gemessen wurden, wie die zuvor vorgestellten Zweipunktkennlinien. Bei Vierpunktmessungen (siehe Abschnitt 3.2) wird, genau wie bei Zweipunktmessungen, ein Stromfluss über die komplette Leiterbahn erzeugt, jedoch lediglich die Spannung an den Seitenabgriffen gemessen, also die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten der Hallbar bestimmt. Durch diese Messgeometrie werden die Widerstände der Messkabel und der Kontakte nicht mitgemessen. In Abbildung 4.3 sind nun diese Vierpunktkennlinien gezeigt, die an der Probe mit der vier Monolagen dicken Eisenschicht gemessen wurden. Über die Spannungsabgriffe an jedem Segment der Hallbar wurde jeweils die Längsspannung bestimmt, es handelt sich also um sieben einzelne Kennlinien. Für die Kristallrichtungsangaben (Winkel  $\Theta$ ) ist dabei einfachheitshalber jeweils die äquivalente Richtung im ersten Quadranten (also  $0^\circ$  bis  $90^\circ$ ) gewählt worden; dass dies gerechtfertigt ist, wird in Abschnitt 4.3.2 genauer dargelegt. Gezeigt sind diese Kennlinien wieder für Raumtemperatur



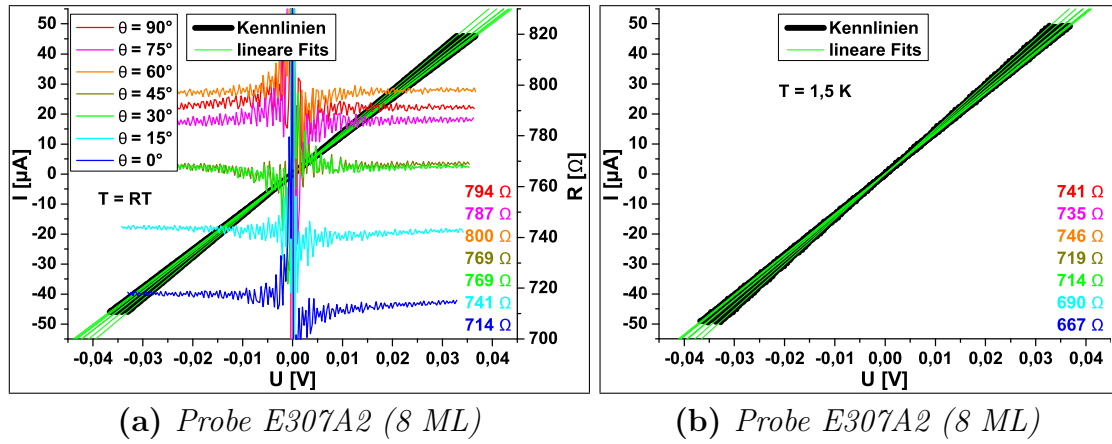
**Abbildung 4.3:** Vierpunktkennlinien aller Segmente der Hallbar der 4 ML-Probe bei Raumtemperatur (a) und bei  $1,5\text{ K}$  (b). Die Kennlinien wurden linear gefittet und der aus der Steigung der Fitgeraden berechnete Widerstand ist jeweils mit angegeben. Bei den Raumtemperaturmessungen sind zusätzlich die mit dem Ohmschen Gesetz berechneten Widerstände aufgetragen. Alle gemessenen Proben zeigen lineares Verhalten.



**Abbildung 4.4:** Messungen und Auftragung der gleichen Art wie in Abbildung 4.3, für die 6 ML Probe von Material 2. Der stark erhöhte Widerstandswert für die 90°-Richtung bei 1,5 K (rechts) ergibt sich aufgrund eines schlechten Kontakts (siehe Abbildung 4.7). Die entsprechende Kennlinie ist extrem verrauscht (nicht dargestellt) und der Wert aus dem Fit dadurch nicht brauchbar.

(links) und Heliumtemperatur (rechts), wobei jeweils wieder die aus den Steigungen der Fitgeraden gewonnenen Widerstände angegeben sind. Zusätzlich sind für die Raumtemperaturkennlinien noch die entsprechenden Widerstände aufgetragen, die mit dem einfachen Ohmschen Gesetz  $R = U/I$  berechnet wurden. Diese sollen hauptsächlich die Unterschiede der Widerstände veranschaulichen, die sich für die jeweiligen Kristallrichtungen ergeben. Die hyperbelartige Form ist dabei auf einen Messfehler zurückzuführen, der durch einen kleinen zeitlichen Versatz der Messungen der Spannung und der Stromstärke entsteht und bereits im Vorfeld dieser Arbeit betrachtet wurde [76]. In den Abbildungen 4.4 bis 4.6 sind die entsprechenden Vierpunktkennlinien der übrigen bereits betrachteten Proben dargestellt.

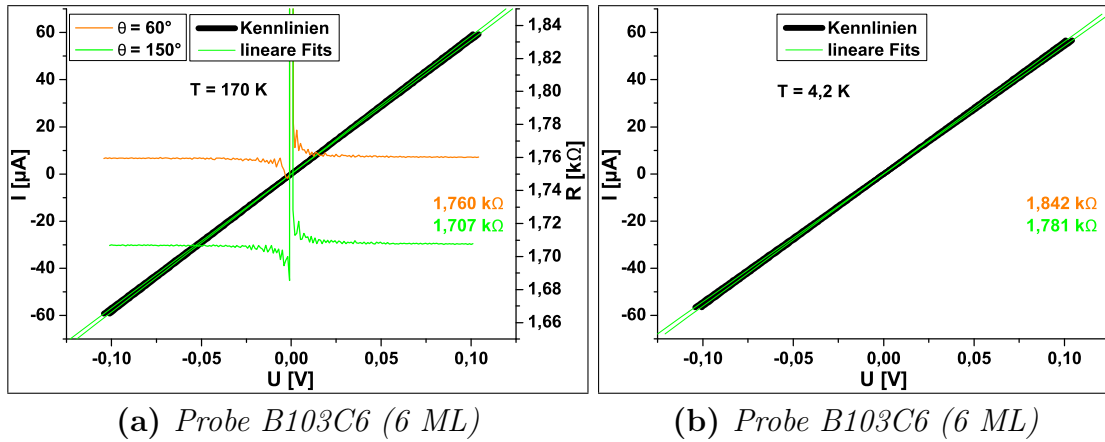
Genau wie die Zweipunktkennlinien verlaufen alle Vierpunktkennlinien linear; eine Abhängigkeit des Widerstands von der angelegten Spannung ist für die untersuchten Stromstärken auch nicht zu erwarten. Im Vergleich der Widerstände der unterschiedlichen Proben bestätigt sich das bei den Zweipunktkennlinien beobachtete Verhalten. Der Widerstand steigt mit sinkender Schichtdicke schneller an als diese abnimmt, der Widerstand der Probe von Material 1 liegt höher als der der 6 ML-Probe von Material 2 und der Widerstand bei Temperaturen in flüssigem Helium ist größer als bei den höheren Temperaturen, wobei sich die 8 ML-Probe wieder umgekehrt verhält. Werden nun die Widerstände einer Probe für die verschiedenen Kristallrichtungen verglichen, so ergibt sich im Schnitt, dass der Widerstand von 0° bis 90° ansteigt, was auch theoretisch erwartet wird (siehe Abschnitt 4.3.2). Dies ist an den farbigen Auftragungen in den Raumtemperaturmessungen gut zu er-



**Abbildung 4.5:** Messungen und Auftragung der gleichen Art wie in Abbildung 4.3, für die 8 ML Probe.

kennen. Einzelne Widerstände, wie z.B. der für die  $60^\circ$ -Richtung der 8 ML-Probe, der deutlich höher liegt als die Widerstände für  $75^\circ$  und  $90^\circ$ , weichen davon ab. Da bereits geringe Einflüsse, wie winzige Beschädigungen der Oberfläche, kleine Lithographiefehler oder leicht inhomogenes Wachstum, zu merklichen Unterschieden im Widerstand führen kann, ist es schwierig diese zu vergleichen. Zudem wird hier nicht auf die Magnetisierungsrichtung der Proben eingegangen (AMR-Effekt); eine genauere Betrachtung findet sich in Abschnitt 4.3.2.

In Abbildung 4.4, die die Vierpunktkennlinien der 6 ML-Probe aus Material 2 zeigt, ergibt sich ein deutlich erhöhter Widerstand für die  $90^\circ$ -Richtung bei 1,5 K. Dies ist die Folge einer stark verrauschten Messung (nicht in der Abbildung dargestellt) aufgrund eines schlechten Kontakts. Eine Zweipunktkennlinie dieses Kontakts bei Raumtemperatur ist in Abbildung 4.7 zu finden. Dabei ist die Kennlinie und der entsprechende Widerstand von zwei Kontaktpaaren gezeigt, die bis auf den geringen Unterschied des Widerstands in verschiedene Kristallrichtungen sehr ähnlich sein sollten. Von den Kontakten der Leiterbahn selbst ist von den Zweipunktkennlinien (Abb. 4.2) her bekannt, dass diese lineares Verhalten zeigen. Das in Abbildung 4.7 zu sehende eindeutig nichtlineare Verhalten der roten Kurve ist also auf den für den Abgriff der Längsspannung gedachten seitlichen Kontakt zurückzuführen, was mit mehreren solchen Messungen an verschiedenen Kontakten bestätigt wurde. Kontakte, die ein solches Verhalten bei Raumtemperatur zeigen, sind dort zwar funktionsfähig, weisen aber nach dem Abkühlen meist einen derart hohen Widerstand im Bereich niedriger Ströme auf, dass keine rauscharmen Vierpunktmessungen mehr möglich sind. Das beschriebene Verhalten kommt wahrscheinlich dadurch zustande, dass keine direkte Metallverbindung zwischen dem TiAu-Kontaktpad und der Eisenschicht hergestellt werden konnte (siehe dazu Abschnitt 3.1.3). Durch die Wahl geeigneter Bondingparameter (höhere Power)

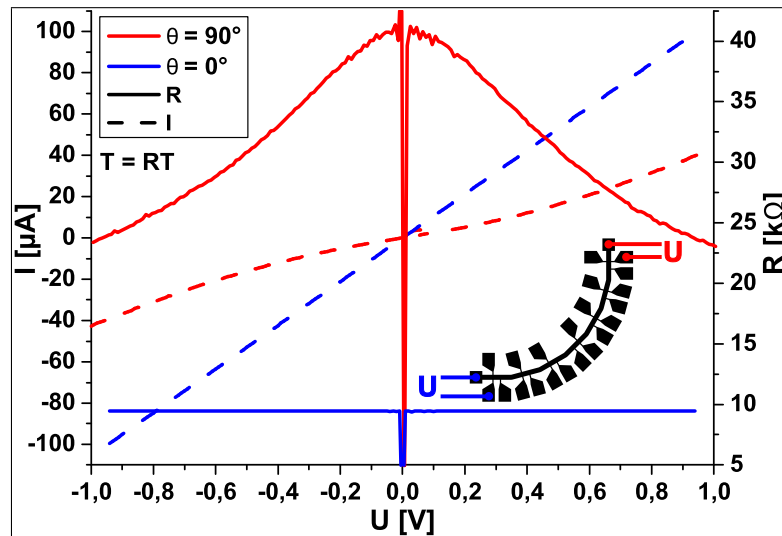


**Abbildung 4.6:** Vierpunktkennlinien beider Äste der L-förmigen Hallbar einer Probe von Material 1 bei 170 K (a) und bei 4,2 K (b) dargestellt im gleichen Stil wie für die Proben von Material 2 in den Abbildungen 4.3 bis 4.5.

kann dieses Problem fast vollständig vermieden werden; einzelne solche Kontakte können oftmals durch das Anlegen eines vergleichsweise hohen Stroms (ca. 100 bis 200  $\mu$ A) durch den Kontakt „repariert“ werden, wodurch sich der dadurch entstehende Ausschuss auf ein Minimum reduzieren lässt.

Abschließend ist zu den Kennlinien zu sagen, dass diese sowohl für die Leiterbahn als auch für gute Kontakte völlig linear verlaufen, was für die folgenden Betrachtungen eine große Vereinfachung darstellt. Wird der Gesamtwiderstand der ganzen Hallbar (siehe Abbildung 4.2) mit den Widerständen aus den Vierpunktmessungen (Abbildungen 4.3 bis 4.6) verglichen, so lässt dies den Schluss zu, dass die Kontaktwiderstände relativ gering sind. In Tabelle 4.1 sind diese Widerstandswerte gegeben, wobei die Vierpunktwiderstände sich aus einer Hochrechnung über die Hallbargeometrie aus dem Mittelwert der gemessenen Werte ergeben. Dabei wurde für die bogenförmige Hallbar eine Länge von 1640  $\mu$ m (mittlere Länge) und 60  $\mu$ m Abstand zwischen den Seitenkontakten (Mittelpunkte) angenommen, während für die L-förmige Hallbar eine Länge von 550  $\mu$ m verwendet wurde. Die Differenz ergibt sich dann aus den beiden Kontaktwiderständen, sämtlicher mitgemessener Messausrüstung (Kabel, Probenhalter, etc.) und den Fehlern der Hochrechnung. Der Einfluss der Messausrüstung beläuft sich dabei auf unter 100  $\Omega$  und kann daher vernachlässigt werden. In der Hochrechnung wurde nicht berücksichtigt, dass vermutlich nicht das gesamte Kontaktpad leitend mit der Eisenschicht verbunden wird, sondern nur wenige Stellen, an denen der Ultraschallpuls die Isolatorschichten penetriert hat. Die höchste Wahrscheinlichkeit für eine erfolgreiche Kontaktierung sollte aufgrund des höchsten Auflagedrucks der Nadel daher direkt unterm Bonddraht liegen. Eine solche zusätzliche Strecke im Strompfad könnte die Differenz in Tabelle 4.1 begründen und wäre zugleich eine Erklärung dafür, dass die





**Abbildung 4.7:** Probe E203C1, Zweipunktkennlinien und Widerstände von zwei Kontaktpaaren bei Raumtemperatur im Vergleich. Gute Kontakte liefern stets lineare Kennlinien (blau), während ein schlechter Kontakt zu erhöhtem Widerstand und einer nichtlinearen Kennlinie führt (rot). Die Darstellung der Hallbar soll verdeutlichen, welche Kontakte hierbei untersucht wurden.

Messung	4, TT	4, RT	6, TT	6, RT	8, TT	8, RT	6, TT	6, 170 K
2-Pkt	81,74	72,74	44,71	42,99	20,32	21,74	17,69	16,89
4-Pkt	75,77	67,85	40,97	39,47	19,57	20,98	16,61	15,89
Differenz	5,97	4,89	3,74	3,52	0,75	0,76	1,08	1,00

**Tabelle 4.1:** Vergleich der Werte des Widerstands der Zweipunktmessungen aus Abbildung 4.2 mit den hochgerechneten Werten der Vierpunktmessungen (Abbildungen 4.3 bis 4.6) in  $k\Omega$  für die 4, 6 und 8 ML-Proben mit der segmentierten Hallbar und die 6 ML-Proben mit der L-förmigen Hallbar (beiden rechten Spalten), jeweils bei tiefen Temperaturen (TT) und Raumtemperatur (RT) bzw. 170 K.

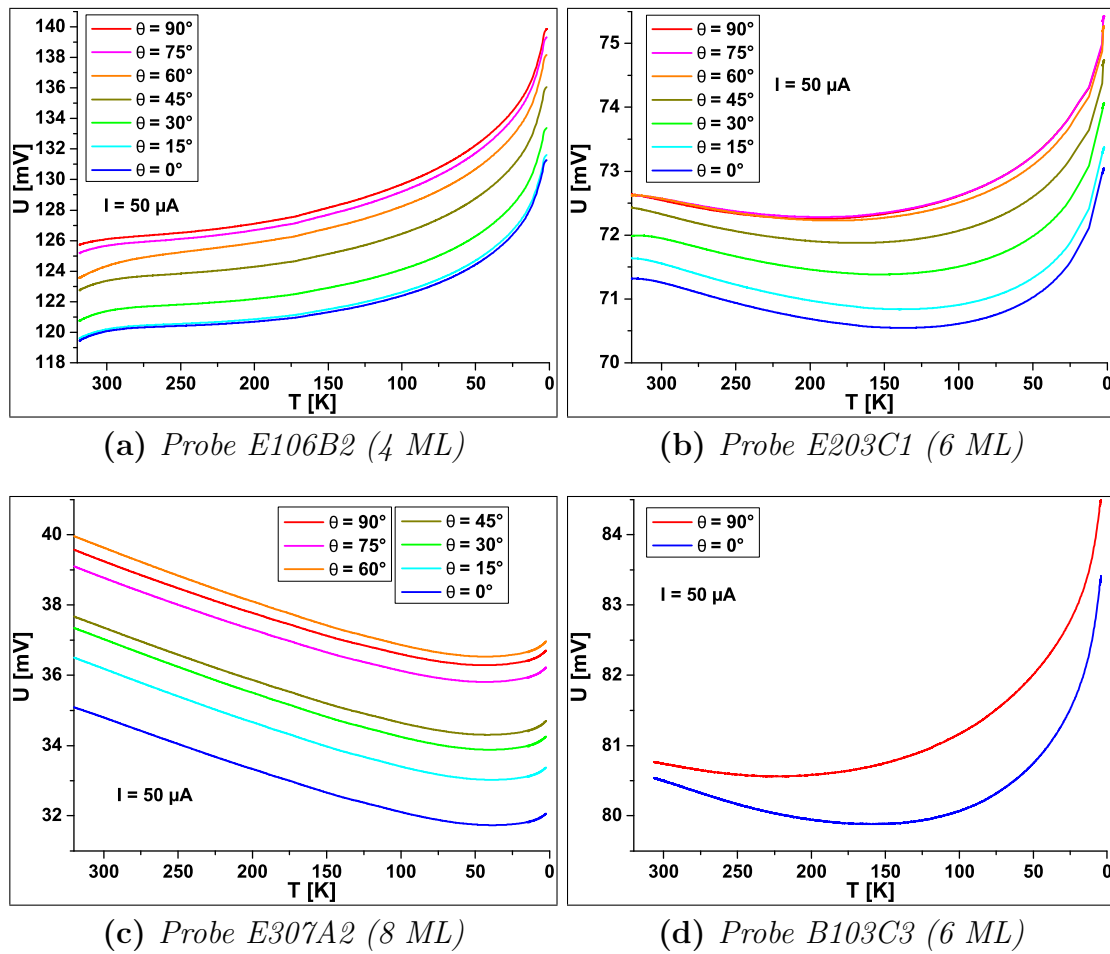
Differenz mit dem Widerstand der Hallbar skaliert. Für die Kontakte selbst ist ein solches Verhalten eigentlich nicht zu erwarten, da die Kontakte und deren Herstellung für alle drei Schichtdicken identisch sind. Bei der L-förmigen Hallbar kommt zusätzlich die Fläche des unbenutzten Kontaktpads auf dem Knick der Leiterbahn hinzu, deren Widerstand nicht in die Rechnung einging, was die Differenz hier erklären könnte. Für einen direkten Metallkontakt zwischen dem Kontaktpad und der Eisenschicht wird eine lineare Kennlinie und ein sehr geringer Widerstand erwartet. Während die Linearität der Kennlinien nachgewiesen werden konnte,



treten beim Widerstand Abweichungen auf, die aber erklärt werden können. Der tatsächliche Kontaktwiderstand liegt also höchstens bei der Hälfte der in Tabelle 4.1 angegebenen Differenz, vermutlich aber wesentlich niedriger.

#### 4.1.2. Temperaturverhalten

In diesem Abschnitt wird die bereits angesprochene Temperaturabhängigkeit des Widerstands der untersuchten Proben näher beleuchtet. In Abbildung 4.8 sind Abkühlkurven aller verwendeten Probenarten dargestellt. Dabei wurde ein kon-



**Abbildung 4.8:** Abkühlkurven von allen untersuchten Probenarten. Es wurde an allen Spannungsabgriffen die Längsspannung aufgrund eines konstanten Stroms gemessen, während die Probe abgekühlt wurde. Bei den 4 ML-Proben (a) steigt der Widerstand mit fallender Temperatur stets an, während sich für die Proben mit dickeren Eisenschichten ein Widerstandsminimum ergibt.

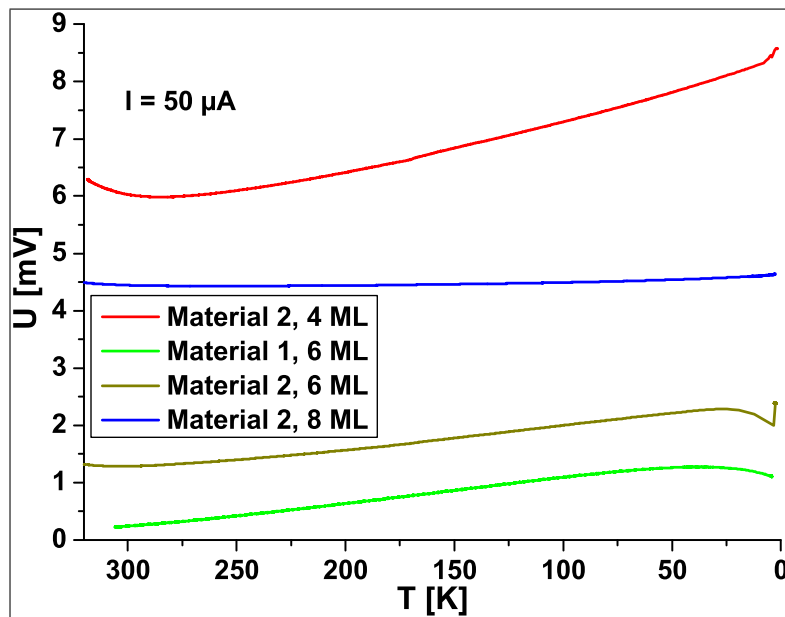
stanter Strom von  $50\text{ }\mu\text{A}$  an die Leiterbahnen angelegt und die Längsspannungen in allen Kristallrichtungen der Hallbars gemessen, während sich die Proben im Kryostaten von über Raumtemperatur bis ca.  $1,5\text{ K}$  abkühlten. Es sind deutliche Unterschiede zwischen den Proben mit verschiedenen dicken Eischichten in der Entwicklung des Widerstands während des Abkühlprozesses zu sehen.

Bei der Probe mit der 8 ML dicken Eischicht überwiegt dabei das typisch metallische Verhalten einer linearen Abnahme des Widerstands mit der Temperatur (siehe dazu Abschnitt 2.2.2), wobei bei tieferen Temperaturen ein zusätzlicher Anstieg des Widerstands anstatt des für Metalle erwarteten Übergangs zum konstanten Restwiderstand zu beobachten ist. Dieser Anstieg kann mit der Elektron-Elektron-Wechselwirkung erklärt werden (siehe dazu Abschnitt 2.2.3). Werden die 6 ML-Proben betrachtet, dann ist zu erkennen, dass dieser Widerstandsanstieg bei tiefen Temperaturen wesentlich stärker ausgeprägt ist. Bei den 4 ML-Proben ist die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und die damit verbundene Erhöhung des Widerstands mit sinkender Temperatur sogar der dominierende Effekt. Der Effekt der schwachen Lokalisierung, der ebenfalls eine solche Widerstandserhöhung bewirken würde, kann als Ursache ausgeschlossen werden, da das Abkühlverhalten nicht magnetfeldabhängig ist, was mit Testmessungen geprüft wurde (hier nicht dargestellt). Auch am verwandten System von epitaktischen Eisendrähten auf GaAs(110), das ein ähnliches Abkühlverhalten aufweist, wird dieser Effekt ausgeschlossen [77, 78]. Quantitativ passt die Widerstandserhöhung zu den erwarteten Werten der Elektron-Elektron-Wechselwirkung nach Gleichung 2.14. Werden die entsprechenden Durchschnittswiderstände in die Formel eingesetzt, so ergeben sich ca.  $3,9\text{ }\Omega$  für die 8 ML-Proben,  $17\text{ }\Omega$  für die 6 ML-Proben und  $55\text{ }\Omega$  für die 4 ML-Proben als Widerstandsunterschied zwischen  $10\text{ K}$  und  $4\text{ K}$ . Aus den Messungen können Werte von ca.  $3\text{ }\Omega$ ,  $15\text{ }\Omega$  und  $45\text{ }\Omega$  durchschnittliche Widerstandserhöhung für die entsprechenden Proben und Temperaturbereich abgeschätzt werden, welche somit nur knapp unter den erwarteten liegen.

Die vor allem bei den 4 ML-Kurven beobachtbaren Abweichungen von der erwarteten Kurvenform, also einer Addition der Wirkungen der Streuprozesse und der Elektron-Elektron-Wechselwirkung, bei den höchsten verwendeten Temperaturen können dabei durch die Dynamik des Abkühlprozesses erklärt werden. Kühlt sich die Probe nach dem Einsetzen des Gasstroms am Anfang des Abkühlvorgangs etwas schneller ab als der verwendete Temperatursensor, so resultiert der zusätzliche Anstieg des Widerstands in Abbildung 4.8a.

Um dem vor allem in Abbildung 4.8d klar zu sehenden Unterschied im Abkühlverhalten zwischen den dargestellten Kristallrichtungen näher auf den Grund zu gehen, sind in Abbildung 4.9 die Differenzen der Spannungen, die an den  $0^\circ$ - und den  $90^\circ$ -Richtungen der untersuchten Proben gemessen wurden, vergleichend aufgetragen. Für die 8 ML-Proben ergibt sich dabei kaum ein kristallrichtungsabhängiger Unterschied im Temperaturverhalten. Für alle Proben mit dünneren

Eisenschichten ist ein kontinuierlicher Anstieg dieser Differenz mit fallender Temperatur klar erkennbar, wobei dieser bei den 4 ML-Proben deutlich ausgeprägter ist. Die Abweichungen für große und kleine Temperaturen werden hier nicht weiter betrachtet, da sie keine klare Tendenz zeigen und vermutlich lediglich von der Dynamik des Abkühlprozesses stammen. Als Erklärung für den Anstieg des Unterschieds im Widerstand zwischen den verschiedenen Kristallrichtungen könnte der AMR-Effekt in Betracht gezogen werden. Durch die magnetische Anisotropie der Proben (siehe Abschnitt 2.1.3) liegt die Magnetisierung ohne äußeres Magnetfeld in der  $90^\circ$ -Richtung, wodurch in dieser Richtung durch den AMR-Effekt ein höherer Widerstand gemessen wird als in der  $0^\circ$ -Richtung. Da der AMR-Effekt selbst bei niedrigen Temperaturen stärker ist, wäre dies eine Erklärung für das beobachtete Verhalten. Die Temperaturabhängigkeit des AMR-Effekts ist jedoch eine Größenordnung zu gering, um die Ergebnisse zu erklären. Denkbar wäre etwa eine Abhängigkeit der Elektron-Elektron-Wechselwirkung oder Streuprozessen von der Kristallrichtung.



**Abbildung 4.9:** Differenz der  $0^\circ$  und der  $90^\circ$ -Richtungen aus Abbildung 4.8 im Vergleich der untersuchten Proben. Der kristallrichtungsabhängige Unterschied im Temperaturverhalten ist für Proben mit dünnerer Eisenschicht deutlich stärker ausgeprägt.

### 4.1.3. TEM-Aufnahmen

Bei der Transmissionselektronenmikroskopie (TEM<sup>1</sup>) wird ein Elektronenstrahl durch eine extrem dünne Probe transmittiert, der dabei mit dieser wechselwirkt. Nach Durchlauf der Probe werden die ausfallenden Elektronen dann detektiert, wodurch auf den mikroskopischen Aufbau dieser Probe geschlossen werden kann.

Die Präparation der Proben für eine TEM-Untersuchung ist aufwendig und z.B. in [79] genauer dargestellt. Zunächst werden zwei ca. 2 mm mal 5 mm große Stücke aus dem Ausgangsmaterial gebrochen, die dann mit den zu untersuchenden Oberflächen aufeinander geklebt und von der Substratseite her auf einen halben Millimeter abgedünnt werden. Dieser abgedünnte Stapel wird danach längs in einen 3 mm durchmessenden Zylinder aus Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> oder Kupfer eingepasst, der samt der in ihm enthaltenen Probe quer in runde Scheibchen zersägt wird. Diese Scheibchen werden dann durch Schleifen und Argonionenstrahlätzen soweit abgedünnt, bis in der Mitte ein Loch entsteht. Am Rand dieses Lochs ist die Probe jetzt dünn genug, so dass der Elektronenstrahl im TEM diese durchdringen kann (typischerweise zwischen 10 und 100 nm [79]).

Der Kontrast ergibt sich bei der hier verwendeten HRTEM<sup>2</sup>-Methode nicht nur aus der unterschiedlichen Absorption verschiedener Bereiche, da auf diese Weise keine atomare Auflösung erzielt werden kann. Stattdessen wird auf einen Trick zurückgegriffen, bei dem die unvermeidlichen Aberrationen (Linsenfehler, Defokus) des Mikroskops ausgenutzt werden. Die eingestrahlte Elektronenwelle erfährt beim durchdringen der Probe eine Anziehung durch die positiv geladenen Atomkerne sowie durch Bragg-Beugung. Die Ausgangswelle stellt dann eine Überlagerung der Eingangswelle mit einer Vielzahl an gebeugten Strahlen dar, mit denen diese interferiert. Durch geschickte Wahl der Aberrationen der Mikroskopkomponenten nach der Probe kann in der Bildebene der Phasenunterschied dieser Wellen dann so eingestellt werden, dass unter den Atomsäulen ein heller bzw. dunkler Punkt entsteht.

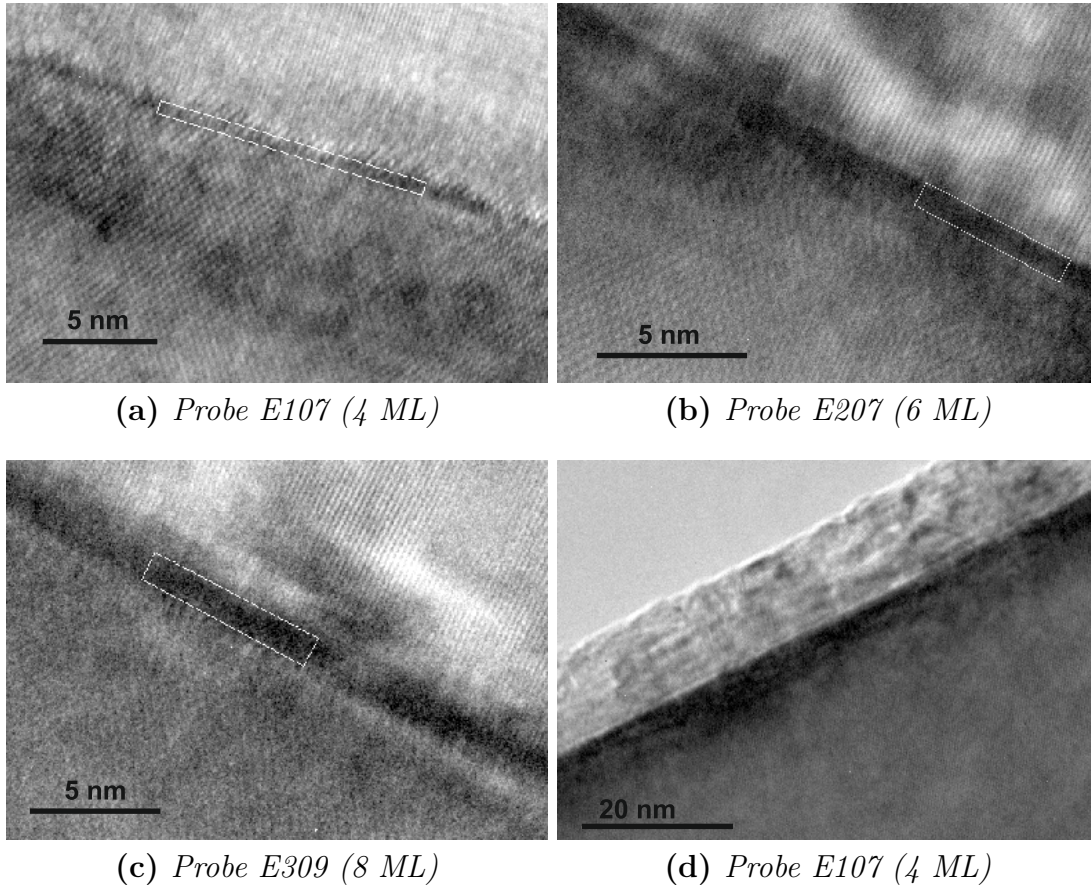
In Abbildung 4.10 sind HRTEM-Aufnahmen von Proben aus Material 2 mit den drei unterschiedlichen Eisendicken dargestellt. Die vierte Aufnahme stellt eine Übersicht mit geringerer Vergrößerung dar. Die weißen Markierungen sollen die Lage und die berechnete Schichtdicke (0,14335 nm/ML) der entsprechenden Eisenschicht andeuten. Die in allen Bildern untere Region stellt das GaAs dar; die entsprechende Textur ist meist gut zu erkennen. Die hellere Schicht mit der streifenförmigen Textur ist das MgO. Die Streifen entstehen dabei vermutlich durch leicht unterschiedlichen Fokus und sind bei dem verwendeten Gerät normal. Die Atomabstände der beiden Materialien in den entsprechenden Richtungen (ca. 400 pm für GaAs und ca. 210,5 pm für MgO) passen exakt zu diesen

---

<sup>1</sup>engl: **T**ransmission **E**lectron **M**icroscopy

<sup>2</sup>engl: **H**igh **R**esolution **T**ransmission **E**lectron **M**icroscopy

Texturen. Die Eisenschicht selbst ist als dunkler Streifen zu sehen, was durch die deutlich höhere Atomdichte von *bcc*-Eisen verursacht wird.



**Abbildung 4.10:** TEM-Aufnahmen von Proben aller untersuchten Schichtdicken. Die in den ersten drei Bildern eingezeichnete weisse Markierung deutet die theoretisch berechnete Eisenschichtdicke für die entsprechende Probe an. Das Bild rechts unten stellt eine Übersichtsaufnahme mit geringerer Vergrößerung dar.

#### 4.1.4. Magnetische Untersuchungen

Zur genaueren Bestimmung der magnetischen Eigenschaften der Proben wurden am Lehrstuhl von Prof. Back zwei zusätzliche Untersuchungen durchgeführt, zum einen eine MOKE<sup>3</sup>-Messung, zum anderen eine FMR<sup>4</sup>-Messung.

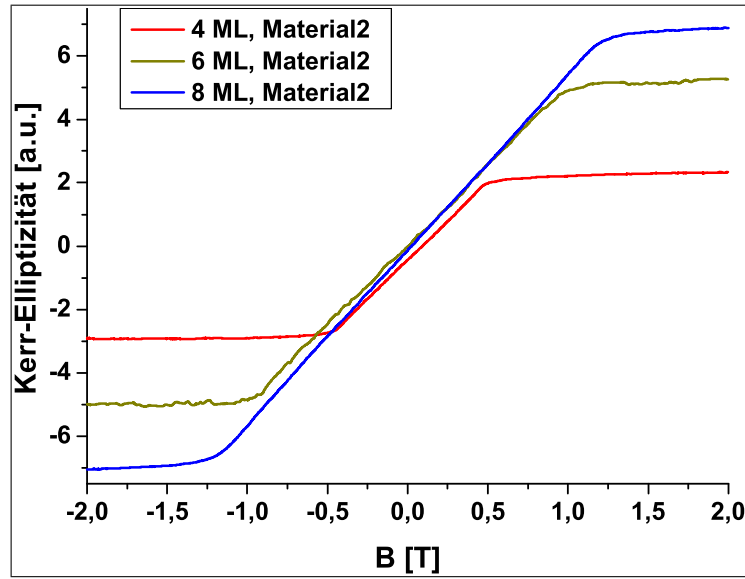
Der Magnetooptische Kerr-Effekt beschreibt die Wirkung der Magnetisierung eines Metalls auf einen an ihm reflektierten linear polarisierten Lichtstrahl. Die

<sup>3</sup>engl: Magneto-Optic **K**err **E**ffect

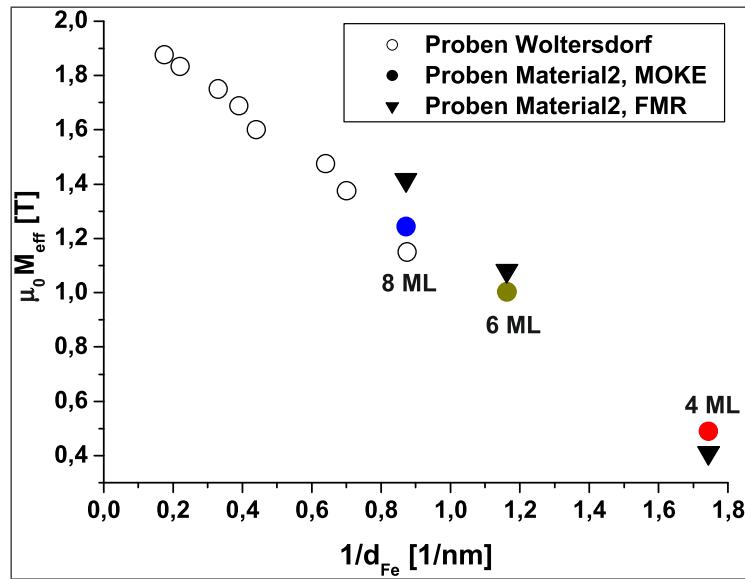
<sup>4</sup>engl: Ferromagnetic **R**esonance

Polarisationsebene dreht sich dabei um den Kerr-Winkel und die Polarisation wird elliptisch. Bei der hier verwendeten Variante, dem sogenannten Polar-MOKE, steht die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene (*out-of-plane*). Durch einen Sweep des Magnetfelds kann das effektive entmagnetisierende Feld  $\mu_0 M_{eff}$  bestimmt werden. In Abb. 4.11a sind die entsprechenden Messungen für Proben der drei verschiedenen Schichtdicken gezeigt. Das effektive entmagnetisierende Feld  $\mu_0 M_{eff}$  entspricht dabei dem Magnetfeldwert, bei dem die Magnetisierungskurve sättigt, also ca. 0,5 T, 1,0 T und 1,2 T. In Abbildung 4.11b werden die Werte von  $\mu_0 M_{eff}$  dann gegen die inverse Eisenschichtdicke aufgetragen und dabei mit älteren Proben aus der Dissertation von Georg Woltersdorf [80] verglichen. Dabei ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der inversen Schichtdicke und  $\mu_0 M_{eff}$ . Dies kann dadurch erklärt werden, dass in ultradünnen Filmen der Beitrag der Grenzfläche über die ganze Schicht verteilt wirkt, wodurch  $\mu_0 M_{eff}$  mit der inversen Schichtdicke skaliert. Lässt man diese gegen Null gehen (bulk-Eisen), so ist  $\mu_0 M_{eff}$  gleich der Sättigungsmagnetisierung  $\mu_0 M_S$  [80]. Daraus, dass die Ergebnisse aus diesen unterschiedlichen Probenserien gut zusammenpassen, kann zusätzlich gefolgert werden, dass die geringen Schichtdicken der hier untersuchten Proben gut getroffen wurden.

Bei der ferromagnetischen Resonanz wird der Effekt der resonanten Absorption ausgenutzt. Die zu untersuchende ferromagnetische Schicht wird mit Mikrowellen fester Frequenz durchstrahlt, wobei die magnetischen Momente zur Präzession mit der entsprechenden Frequenz angeregt werden. Mithilfe eines veränderbaren externen Magnetfelds, um das die magnetischen Momente der Probe präzedieren, kann deren natürliche Präzessionsfrequenz gesteuert werden. Ist nun die Frequenz dieser Präzession gleich der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen, so wird ein stark erhöhter Anteil dieser Mikrowellen absorbiert. Aus der Position dieses Absorptionspeaks bei Magnetfeldsweeps in verschiedene Richtungen kann dann auf die magnetischen Anisotropien geschlossen werden. Genauer wird diese Messmethode z.B. in [80] behandelt. Die entsprechenden Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.11b und 4.12 dargestellt. Im Rahmen der Messgenauigkeit zeigt auch die FMR-Untersuchung die oben besprochene Abhängigkeit von  $\mu_0 M_{eff}$  von der Schichtdicke. In Abbildung 4.12 ist die Abhängigkeit der Anisotropiekonstanten  $K_U^{\parallel}$  und  $K_1^{\parallel}$  von der inversen Dicke der Eisenschicht gezeigt. Für die höheren Dicken ergibt sich ebenfalls ein linearer Zusammenhang, der auch hier darauf zurückzuführen ist, dass der Grenzflächenbeitrag zu den Anisotropien auf die ganze Schicht verteilt wirkt [80]. Dabei ist  $K_U^{\parallel}$  ein Maß für die zweizählige Symmetrie, die von der Grenzfläche verursacht wird, während  $K_1^{\parallel}$  die in *bulk*-Eisen vorherrschende vierzählige Symmetrie beschreibt. Daher wird erwartet, dass  $K_U^{\parallel}$  mit sinkender Schichtdicke steigt, während  $K_1^{\parallel}$  abnimmt, was in Abbildung 4.12 auch entsprechend zu sehen ist. Bei den in dieser Arbeit untersuchten dünneren Schichten entstehen dann Abweichungen von diesem linearen Verhalten. Während  $K_U^{\parallel}$  sättigt, wird bei

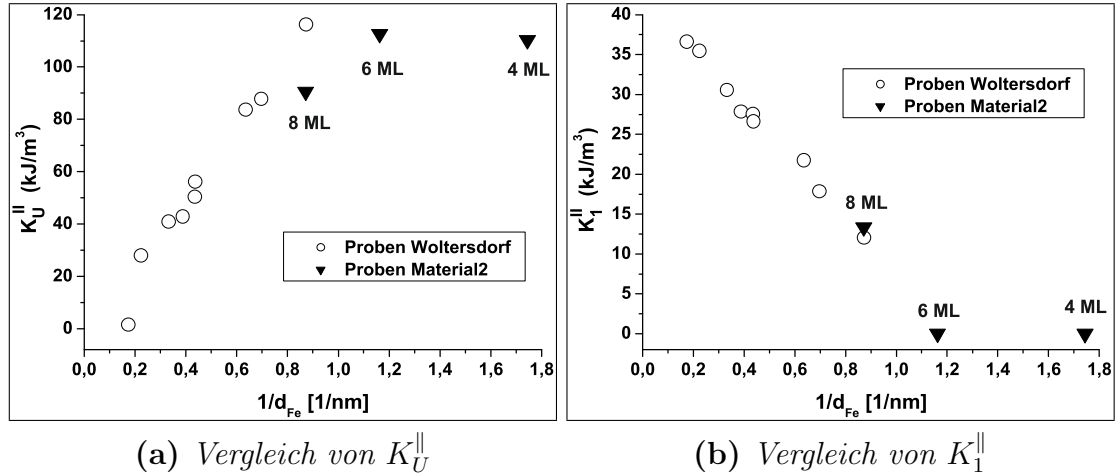


(a) MOKE-Messungen

(b) Vergleich von  $\mu_0 M_{eff}$ 

**Abbildung 4.11:** (a): Polar-MOKE-Messungen an Proben verschiedener Schichtdicke. Das Sättigungsmagnetfeld entspricht dem effektiven entmagnetisierenden Feld  $\mu_0 M_{eff}$ . (b): Vergleich von  $\mu_0 M_{eff}$  für verschiedene Eisschichtdicken. Die drei aus der in (a) gezeigten MOKE-Messungen stammenden Datenpunkte sind farblich entsprechend hervorgehoben, während die dreieckigen die entsprechenden FMR-Messungen repräsentieren. Die zusätzlichen Datenpunkte stammen aus der Dissertation von Georg Woltersdorf [80].

$K_1^{\parallel}$  bei ca. 6 ML der Wert null erreicht. Die Anisotropie der 4- und 6 ML-Proben ist also voll von der Grenzfläche bestimmt, während bei den 8 ML-Proben bereits eine deutliche vierzählige Komponente vorhanden ist. Die Sättigung von  $K_U^{\parallel}$  könnte darauf zurückzuführen sein, dass die Eisenschicht bei den geringsten Schichtdicken noch nicht vollständig kristallin geordnet ist (siehe Abschnitt 2.1.2) oder der Sättigungswert von ca.  $115 \text{ kJ/m}^3$  könnte den maximal möglichen Wert der uniaxialen Anisotropie dieses Systems darstellen [81].

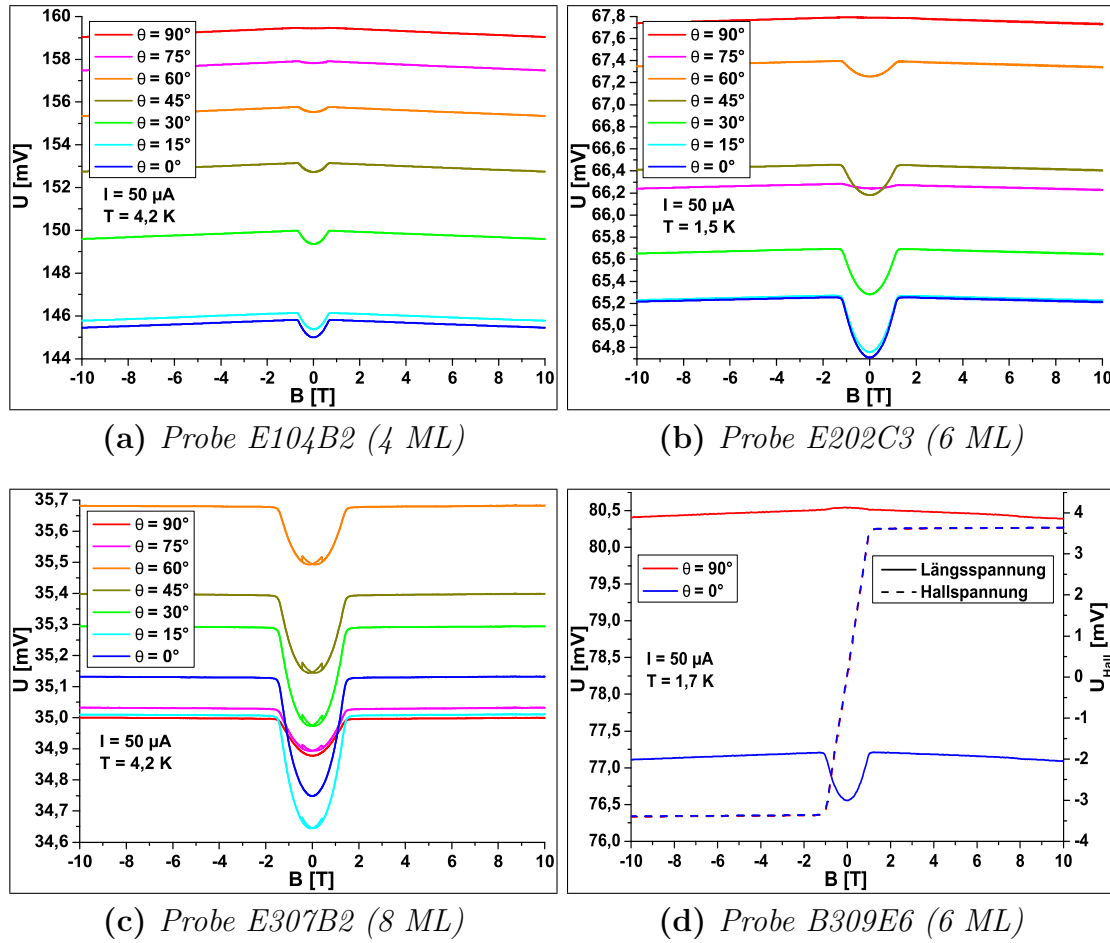


**Abbildung 4.12:** Vergleich der Anisotropiekonstanten  $K_U^{\parallel}$  (a) und  $K_1^{\parallel}$  (b) für Proben unterschiedlicher Schichtdicke. Die zusätzlichen Datenpunkte stammen aus der Dissertation von Georg Woltersdorf [80].

## 4.2. Magnetfeldmessungen out-of-plane

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit des Widerstands der untersuchten Proben und deren verschiedener Kristallrichtungen von einem *out-of-plane* angelegten Magnetfeld näher untersucht. Wie bereits aus den Polar-MOKE-Messungen aus dem vorigen Abschnitt bekannt ist, sättigt die Magnetisierung *out-of-plane* zwischen 0,5 T und 1,2 T, je nach Schichtdicke. Aufgrund des AMR-Effekts (siehe Abschnitt 2.3), der von der Magnetisierung abhängig ist, ist dort also ein Knick im Widerstandsverlauf zu erwarten. In Abbildung 4.13 sind *out-of-plane* Magnetfeldsweeps dargestellt. Es wurden die abfallenden Längsspannungen bei einem konstanten Stromfluss in allen verfügbaren Kristallrichtungen simultan gemessen, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben. Das Verhalten im inneren Teil aller dieser Graphen, bei dem die Magnetisierung noch nicht *out-of-plane* gesättigt ist, ist auf den AMR-Effekt zurückzuführen. Nahezu bei allen Kristallrichtungen aller Proben tritt beim Nulldurchgang des Magnetfelds ein Minimum auf. Danach steigt



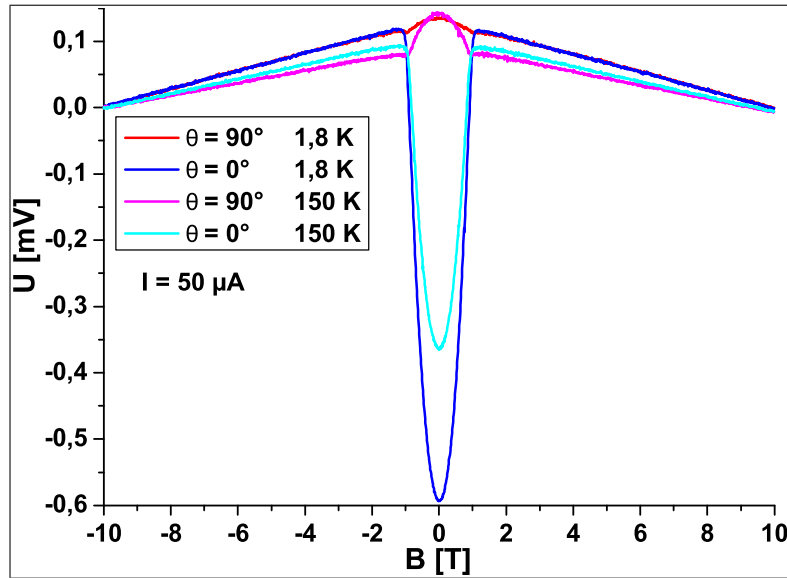


**Abbildung 4.13:** Magnetfeldsweeps out-of-plane an Proben unterschiedlicher Schichtdicke. Gemessen wurde die Längsspannung in allen verfügbaren Kristallrichtungen, während ein konstanter Strom über die Hallbars floss. In (d) ist zusätzlich die abfallende Hallspannung aufgetragen. Das Verhalten um null ist auf den AMR-Effekt zurückzuführen; die leichte Steigung bei größeren Feldern auf den negativen bzw. positiven (c) Magnetwiderstand.

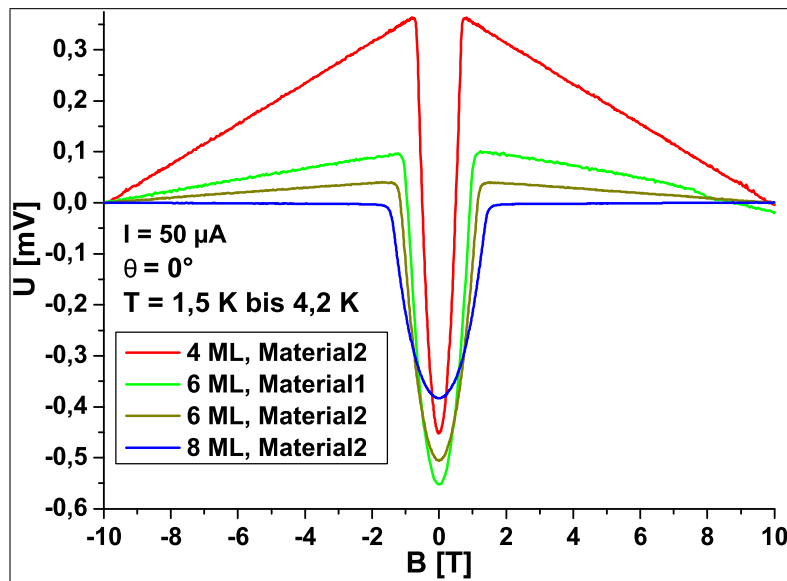
der Widerstand bis zur Sättigung der Magnetisierung an. Der AMR-Effekt bewirkt also bei fast allen Kristallrichtungen einen deutlich höheren Widerstand bei einer *out-of-plane* Magnetisierung, es handelt sich also um einen inversen AMR. Bei den 8 ML-Proben (Abbildung 4.13c) ist dieses Verhalten bei allen Kristallrichtungen deutlich ausgeprägt, was in Einklang zu älteren Messungen [76] an dickeren Eisenschichten steht, die im Vorfeld dieser Arbeit untersucht wurden und das gleiche Verhalten zeigen. Die unterschiedlichen Amplituden dieses Effekts für die verschiedenen Kristallrichtungen sind dabei auf den *in-plane* AMR-Effekt zurückzuführen. Die  $90^\circ$ -Richtung ( $y$ - oder  $[110]$ -Richtung) stellt die magnetisch

leichte Achse dar (siehe Abschnitt 2.1.3), weshalb sich beim Nulldurchgang des Magnetfelds die Magnetisierung in diese Richtung dreht. Da der AMR-Effekt *in-plane* nicht invers ist, ist der Widerstand in der Richtung am stärksten erhöht, in der die Magnetisierung liegt, hier also die 90°-Richtung. In der 0°-Richtung ( $x$ - oder  $[1\bar{1}0]$ -Richtung) ist der Widerstand daher durch den *in-plane* AMR am stärksten reduziert, wodurch das Minimum dort am deutlichsten und in der 90°-Richtung am schwächsten ausgeprägt ist. Bei den 6- und 4 ML-Proben sind die Beiträge des *in*- und *out-of-plane* AMR-Effekts nahezu gleich groß, weshalb sie sich in  $y$ -Richtung annähernd aufheben. In Abbildung 4.13d ist zusätzlich zum Magnetwiderstand die Hallspannung aufgetragen, wobei sich unterhalb der Sättigung der effektiven Magnetisierung ein starker anormaler Halleffekt zeigt. Überhalb des effektiven Sättigungsmagnetfelds ist der negative bzw. positive Magnetwiderstand zu erahnen (siehe Abschnitt 2.2.6), was in Abbildung 4.14 deutlicher dargestellt ist.

In Abbildung 4.14 wurden zur besseren Vergleichbarkeit der Graphen alle Spannungswerte bei -10 T auf null gesetzt, wodurch Unterschiede im mittleren Widerstand der Proben nicht mehr in der Auftragung erscheinen. Abbildung 4.14a zeigt die Temperaturabhängigkeit der besprochenen Effekte am Beispiel einer Probe von Material 1. In  $x$ -Richtung ergibt sich erwartungsgemäß ein wesentlich größerer gesamter AMR-Effekt für 1,8 K als für 150 K. In  $y$ -Richtung, in der sich die *in*- und *out-of-plane* Komponenten des AMR gegenseitig annähernd aufheben, ergibt sich für 150 K ein deutlicher ausgeprägtes Maximum als für 1,8 K, was darauf hindeutet, dass die beiden Komponenten eine leicht unterschiedliche Temperaturabhängigkeit besitzen. In dieser Auftragung ist der negative Magnetwiderstand deutlich als Steigung der Geraden überhalb des Sättigungsmagnetfelds zu sehen; er ist ebenfalls bei 1,8 K stärker ausgeprägt als bei 150 K. In Abbildung 4.14b ist schließlich ein Vergleich der Proben aus Abbildung 4.13 dargestellt; jeweils für die  $x$ -Richtung bei He-Temperatur. Der AMR-Effekt ist in der 4 ML-Probe am stärksten ausgeprägt und nimmt mit steigender Schichtdicke an Amplitude ab. Der negative Magnetwiderstand nimmt ebenfalls mit steigender Schichtdicke ab, wobei bei 8 ML bereits der positive Magnetwiderstand leicht überwiegt. Zusätzlich ist in dieser Darstellung die Abhängigkeit des effektiven Sättigungsfelds von der Schichtdicke gut zu erkennen, womit die Ergebnisse der MOKE- und FMR-Messungen (siehe Abschnitt 4.1.4) nochmals bestätigt werden. Außerdem deutet der Graph für die ältere Probe von Material 1 darauf hin, dass deren Schichtdicke etwas geringer ist als die der 6 ML-Probe von Material 2. Sowohl die Amplitude des AMR-Effekts als auch die Steigung aufgrund des negativen Magnetwiderstands sowie der Wert des Sättigungsmagnetfelds und der durchschnittliche Widerstand (siehe z.B. Abbildung 4.13) liegen zwischen den Werten für die 4- und 6 ML-Proben von Material 2.



(a) Probe B103E6 (6 ML)



(b) Proben aus Abb. 4.13

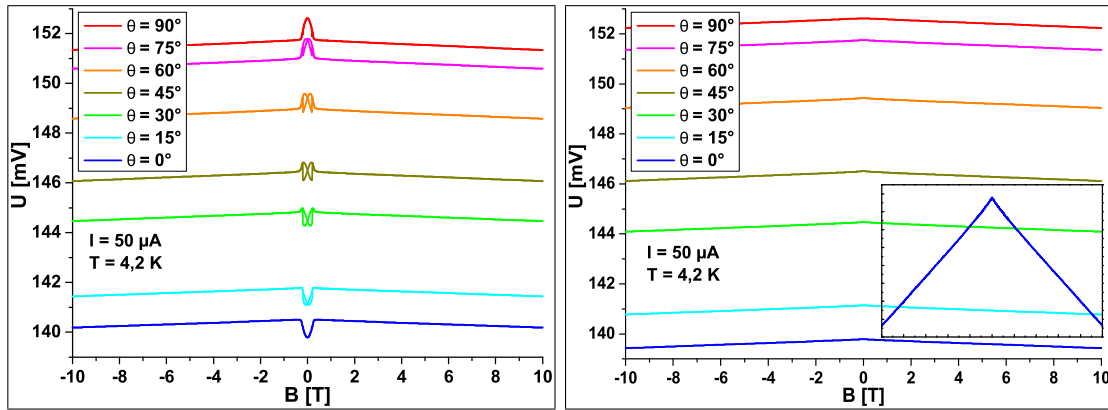
**Abbildung 4.14:** Vergleich verschiedener out-of-plane Magnetfeldsweeps. Der Spannungswert für -10 T wurde auf null gesetzt. (a): Vergleich verschiedener Temperaturen in  $x$ - und  $y$ -Richtung. (b): Vergleich aller Proben aus Abbildung 4.13 für die  $x$ -Richtung. Die unterschiedlichen Amplituden der verschiedenen Magnetwiderstände je nach Schichtdicke sind hier gut zu sehen.

### 4.3. Magnetfeldmessungen in-plane

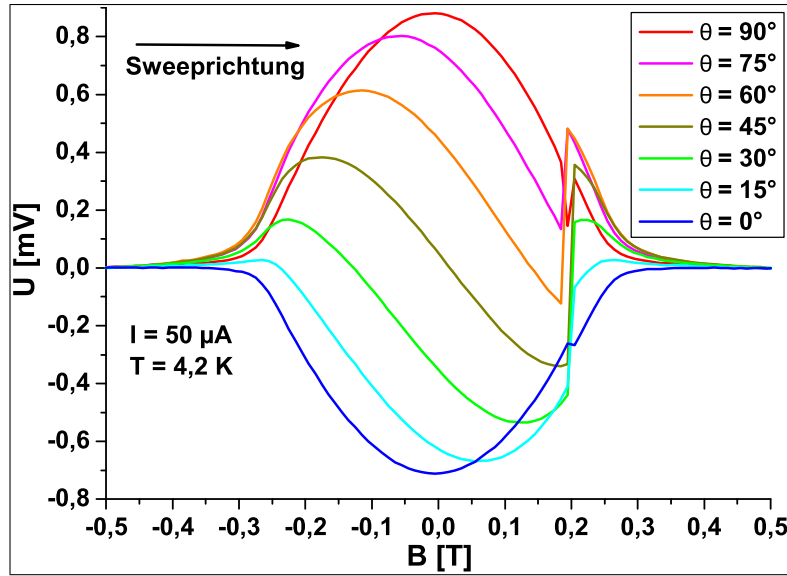
In diesem Abschnitt sollen nun Messungen vorgestellt werden, bei denen das Magnetfeld in der Probenebene liegt. Die Messungen wurden dabei nach dem gleichen System durchgeführt wie die im vorangegangenen Abschnitt gezeigten *out-of-plane*-Messungen. Es wurde also ein konstanter Strom von  $50\text{ }\mu\text{A}$  an die Hallbars angelegt und die abfallende Längsspannung in allen zur Verfügung stehenden Richtungen detektiert.

#### 4.3.1. Lineare Sweeps

In den Abbildungen 4.15 bis 4.18 sind lineare Magnetfeldsweeps an allen untersuchten Probenarten dargestellt, wobei jeweils die  $x$ - und  $y$ -Richtungen als Magnetfeldrichtungen untersucht wurden. Für die Messungen an der 4-ML-Probe, gezeigt in Abbildung 4.15, ergibt sich bei einem Magnetfeldsweep in  $x$ -Richtung (schwere Achse,  $0^\circ$ , Abb. 4.15a) eine gut sichtbare Widerstandsänderung beim Nulldurchgang des Felds aufgrund des *in-plane* AMR-Effekts. Die Magnetisierung dreht sich bei Reduzierung des Magnetfelds ab ca.  $0,35\text{ T}$  in die leichte Richtung ( $90^\circ$ ), wodurch sich dort ein Maximum im Widerstand ergibt. In der schweren  $x$ -Richtung zeigt sich entsprechend ein Minimum, da die Magnetisierung aus dieser Richtung weggedreht wird. Bei einem Magnetfeldsweep in  $y$ -Richtung (Abb. 4.15b) hingegen ist kein solches Verhalten zu beobachten, da die Magnetisierung dabei stets in der leichten Richtung liegt. Weiter entfernt vom Nulldurchgang des Magnetfelds, also im Bereich gesättigter effektiver Magnetisierung, ist jeweils wieder der negative Magnetwiderstand zu erkennen. Dies ist im Inlay in Abbildung 4.15b am Beispiel der  $x$ -Richtung verdeutlicht; die Amplitude des Effekts beträgt ca.  $356\text{ }\mu\text{V}$ . Um die Bewegung der Magnetisierung bei einem Magnetfeldsweep in  $x$ -Richtung näher zu untersuchen, ist in Abbildung 4.15c ein Vergleich der Widerstandsänderung aller Kristallrichtungen um den Nulldurchgang des Magnetfelds gezeigt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die gemessenen Spannungswerte für  $-0,5\text{ T}$  auf null gesetzt, wodurch der generelle Unterschied des Widerstands der verschiedenen Kristallrichtungen in der Auftragung keine Rolle mehr spielt. In der dargestellten Sweeprichtung dreht sich die Magnetisierung zunächst zwischen ca.  $-0,35\text{ T}$  und  $0\text{ T}$  von der  $x$ - in die  $y$ -Richtung, wobei sie für jede Stromrichtung ein Widerstandsmaximum erzeugt, wenn sie diese überstreicht. Wird das Magnetfeld in die positive Richtung weiter gesweept, setzt sich diese Drehbewegung der Magnetisierung fort, wobei jetzt Widerstandsminima auftreten, wenn die Magnetisierung senkrecht zur entsprechenden Stromrichtung liegt. Bei ca.  $0,2\text{ T}$  treten in den Graphen Sprünge auf, die mit einem entsprechenden Sprung der Magnetisierung erklärt werden können. Die Sprünge sind in  $x$ - und  $y$ -Richtung kaum ausgeprägt, während der Sprung für die  $45^\circ$ -Richtung am größten ist. Dies deu-



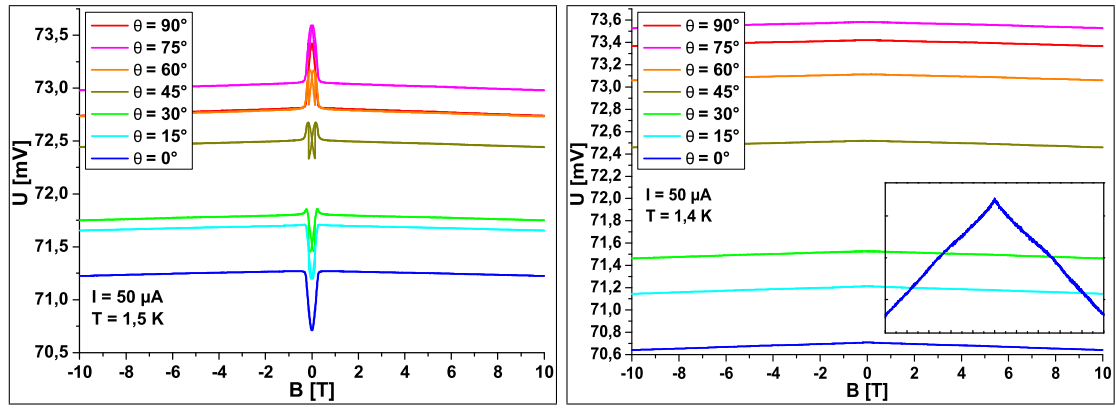
(a) Probe E104B2 (4 ML),  $x$ -Richtung (b) Probe E104B2 (4 ML),  $y$ -Richtung



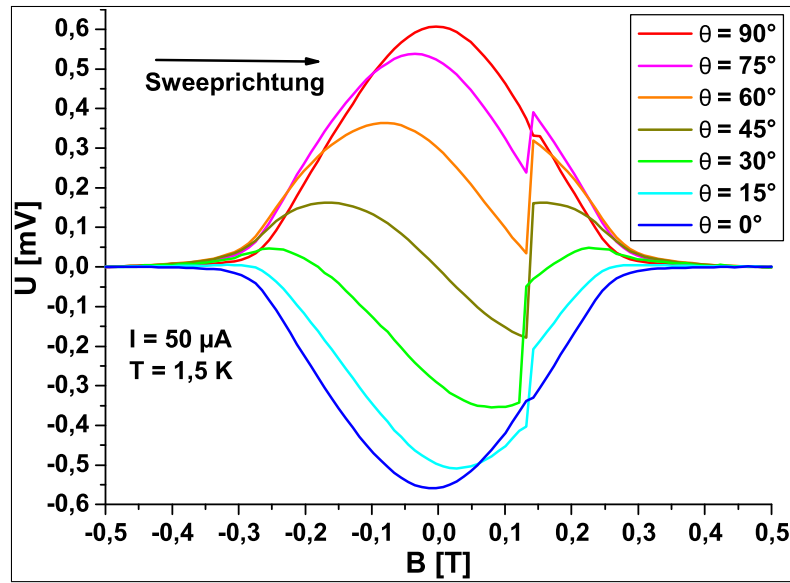
(c) Probe E104B2 (4 ML),  $x$ -Richtung

**Abbildung 4.15:** Linearer Magnetfeldsweep entlang der  $x$ -Richtung (a) und der  $y$ -Richtung (b) an einer 4-ML-Probe, jeweils Hin- und Rücksweep. Das Inlet in (b) verdeutlicht die Steigung der Graphen aufgrund des negativen Magnetwiderstands. In (c) ist eine vergrößerte Darstellung des Bereichs mit niedrigem Magnetfeld des Hinsweeps aus (a) gezeigt, wobei die Spannungswerte aller Richtungen für  $-0,5$  T auf null gesetzt wurden, um die Wirkung des AMR-Effekts direkt vergleichen zu können. Die Amplitude ist in  $y$ -Richtung etwas höher als in  $x$ -Richtung. Die Sprünge bei ca.  $0,2$  T deuten auf einen Sprung der Magnetisierung über die schwere Achse hin.

tet darauf hin, dass die Magnetisierung über die schwere Richtung springt und sich danach mit steigendem Magnetfeld von der gegenüber liegenden Seite aus in



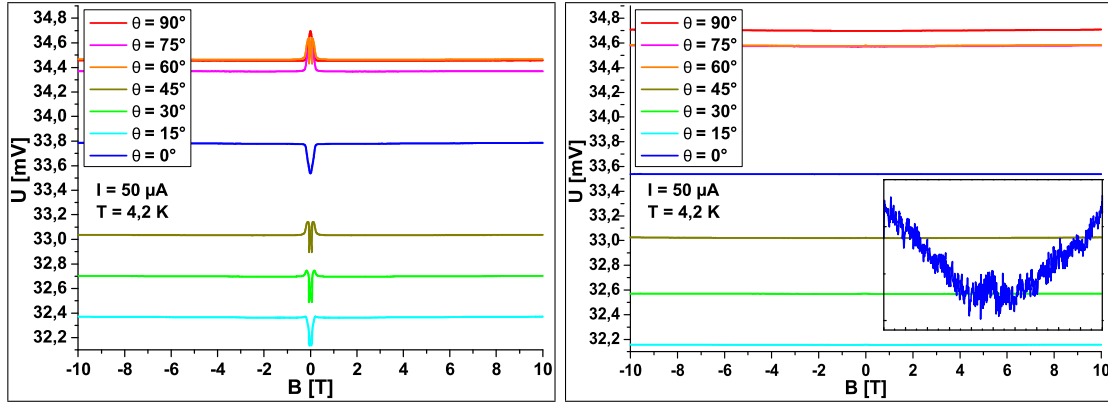
(a) Probe E203C2 (6 ML),  $x$ -Richtung (b) Probe E203C2 (6 ML),  $y$ -Richtung



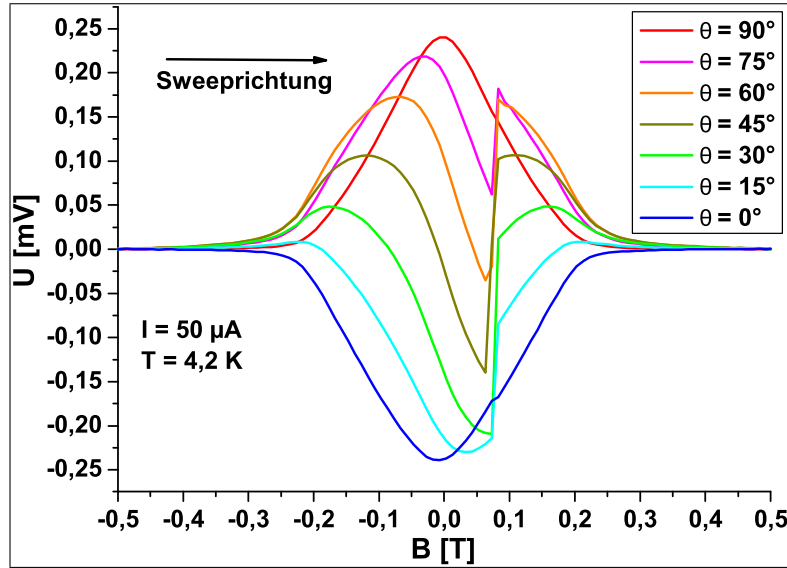
(c) Probe E203C2 (6 ML),  $x$ -Richtung

**Abbildung 4.16:** Linearer Magnetfeldsweep entlang der  $x$ -Richtung (a), (c) und der  $y$ -Richtung (b) an einer 6-ML-Probe, gleiche Auftragungsart wie in 4.15. Die Amplitude des negativen Magnetwiderstands beträgt hier ca.  $70 \mu\text{V}$ . Die Amplitude des AMR-Effekts ist in  $y$ -Richtung auch hier noch etwas höher als in  $x$ -Richtung.

diese Richtung dreht. Dieses Verhalten könnte durch eine geringe Abweichung des Winkels zwischen dem Magnetfeld und den Kristallrichtungen der Probe durch die Probenjustage erklärt werden. Es ist anzunehmen, dass das Vorzeichen der Magnetisierung während des Nulldurchgangs des Magnetfelds dadurch bestimmt wird, dass dieses eine kleine Komponente in der entsprechenden Richtung aufwies. Nach dem Nulldurchgang bedeutet das dann, dass die tatsächliche Magnetfeldrichtung bei der Rotation der Magnetisierung erst hinter der schweren Achse liegt, was den



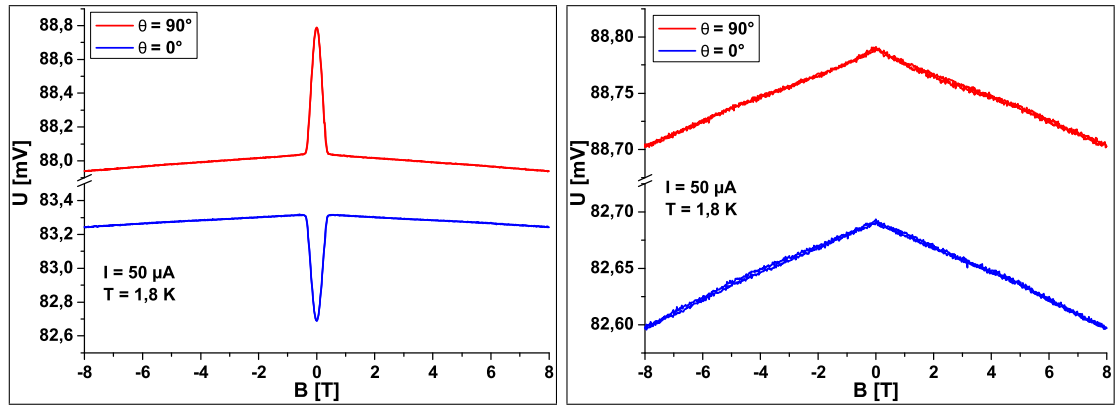
(a) Probe E307C1 (8 ML),  $x$ -Richtung (b) Probe E307C1 (8 ML),  $y$ -Richtung



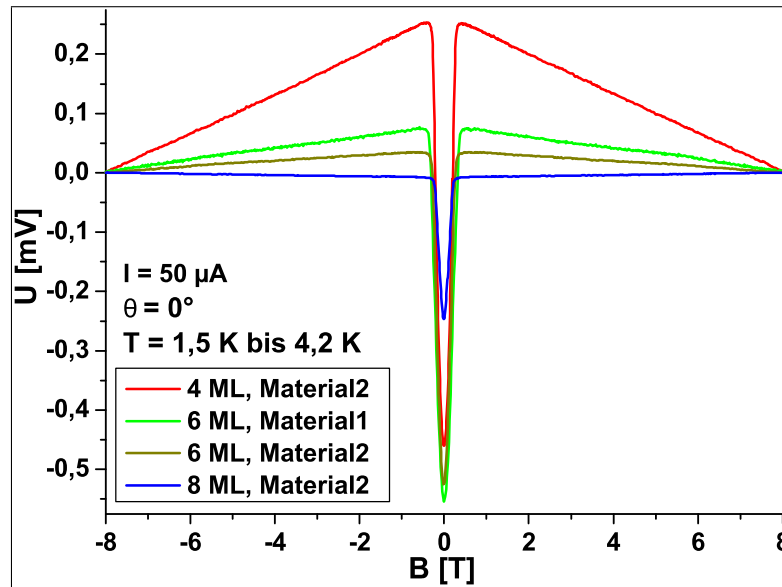
(c) Probe E307C1 (8 ML),  $x$ -Richtung

**Abbildung 4.17:** Linearer Magnetfeldsweep entlang der  $x$ -Richtung (a), (c) und der  $y$ -Richtung (b) an einer 8-ML-Probe, gleiche Auftragungsart wie in 4.15. Hier zeigt sich bereits ein schwacher positiver Magnetwiderstand mit ca.  $2 \mu\text{V}$  Amplitude. Der AMR-Effekt zeigt keinen Unterschied in der Amplitude mehr.

Sprung über diese erklären könnte. Zusätzlich kann in dieser Auftragung gesehen werden, dass die Amplitude des AMR-Effekts in der  $y$ -Richtung etwas größer ist als in der  $x$ -Richtung (ca.  $882 \mu\text{V}$  und  $711 \mu\text{V}$ ), worauf im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird. Die 6-ML- und 8-ML-Proben (Abbildungen 4.16 und 4.17) zeigen prinzipiell das selbe Verhalten. Der negative Magnetwiderstand wird bei den 6 ML-Proben deutlich schwächer (ca.  $70 \mu\text{V}$  Amplitude), während für die 8 ML-Proben bereits wieder der positive Magnetwiderstand knapp überwiegt



(a) Probe B103E6 (6 ML),  $x$ -Richtung (b) Probe B103E6 (6 ML),  $y$ -Richtung



(c) Vergleich der gezeigten Proben,  $x$ -Richtung

**Abbildung 4.18:** Linearer Magnetfeldsweep entlang der  $x$ -Richtung (a) und der  $y$ -Richtung (b) an einer 6-ML-Probe von Material 1. In (c) ist ein Vergleich aller gezeigten Proben dargestellt, jeweils für Strom und Magnetfeld in  $x$ -Richtung, wobei zur besseren Vergleichbarkeit die Spannungswerte für -8 T auf null gesetzt wurden. Die unterschiedlichen Amplituden der magnetoresistiven Effekte für die verschiedenen Schichtdicken ist dabei gut zu sehen.

(ca. 2  $\mu$ V Amplitude). Die Gesamtamplitude des AMR-Effekts nimmt mit der steigenden Schichtdicke ebenfalls deutlich ab, wobei die 6-ML-Proben noch den Unterschied zwischen der  $x$ - und  $y$ -Richtung zeigen (ca. 607  $\mu$ V und 558  $\mu$ V), während dieser bei den 8-ML-Proben sehr gering wird (ca. 240  $\mu$ V und 239  $\mu$ V). Bei diesen ist das zur Sättigung der effektiven Magnetisierung in  $x$ -Richtung nötige



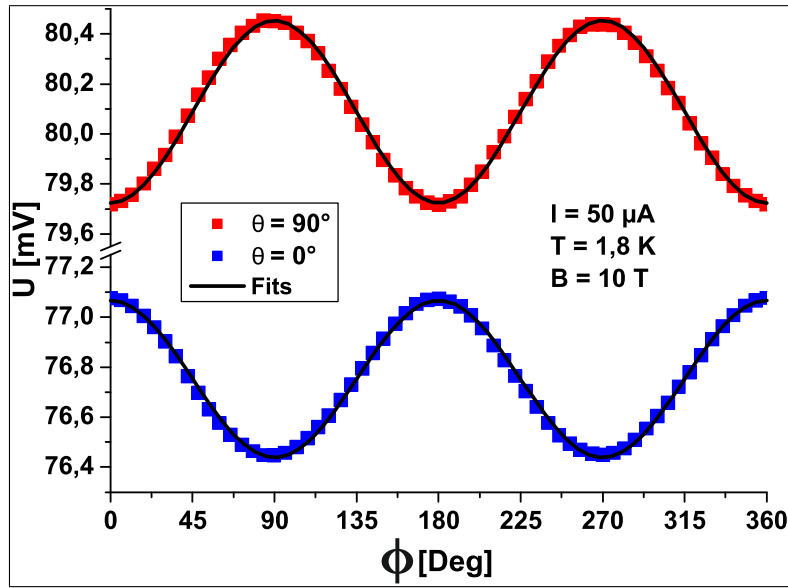
Magnetfeld geringer, was durch die Anisotropiekonstanten erklärt werden kann. Die vierzählige Anisotropie nimmt mit der Schichtdicke zu, während die uniaxiale abnimmt, woraus folgt, dass sich die  $x$ - und  $y$ -Richtung ähnlicher werden. Die Magnetisierung verbleibt daher bei der Reduktion des Magnetfelds länger in der schweren Richtung. Das Magnetfeld, bei dem die Sprünge stattfinden wird mit steigender Schichtdicke ebenfalls kleiner (ca. 0,13 T bzw. 0,07 T).

In Abbildung 4.18 ist eine entsprechende Messung an einer Probe von Material 1 dargestellt, deren Ergebnisse mit den übrigen in Einklang stehen. Auf den Vergleich des AMR-Effekts in verschiedene Kristallrichtungen wurde hier verzichtet; stattdessen ist in Abbildung 4.18c ein Vergleich der unterschiedlichen Schichtdicken gegeben, wobei hier sowohl der Strom als auch das Magnetfeld in  $x$ -Richtung zeigen. Die unterschiedlichen Amplituden des AMR-Effekts und des negativen bzw. positiven Magnetwiderstands sind dabei gut zu sehen. Dies steht in Einklang mit den Ergebnissen der *out-of-plane* Messungen aus dem vorigen Abschnitt.

### 4.3.2. Kreissweeps

In diesem Abschnitt werden alle durch Kreissweeps des Magnetfelds entstandenen Messungen vorgestellt und interpretiert. Die Messungen wurden nach der Standardmethode durchgeführt; es floss also ein konstanter Strom von 50  $\mu\text{A}$  über die Hallbars und die Längsspannung wurde in allen verfügbaren Richtungen simultan gemessen. Der Kryostat produzierte dabei ein konstantes Magnetfeld von 10 T, in dem die Probe mithilfe eines Motors *in-plane* rotiert wurde. Effektiv wurde also die Magnetisierung der Probe *in-plane* gegen die Kristallrichtungen gedreht.

In Abbildung 4.19 ist eine solche Messung an einer L-förmigen Hallbar von Material 1 dargestellt. Die für den AMR-Effekt typische  $\cos^2(\phi - \theta)$ -Abhängigkeit des Widerstands ist deutlich zu sehen, wobei  $\theta$  wieder die Richtung des Stromflusses und  $\phi$  die Richtung der Magnetisierung in Bezug zur  $x$ -Richtung ( $[1\bar{1}0]$ -Richtung) angibt. Der bereits bei der Probencharakterisierung angesprochene Unterschied im durchschnittlichen Widerstand ist dabei deutlich größer als die Amplitude des AMR-Effekts, welche für die beiden Richtungen ebenfalls verschiedene Werte annimmt. Die durchschnittlichen Längsspannungen betragen ca. 76,8 bzw. 80,1 mV, während sich die Amplituden des AMR-Effekts auf 628 bzw. 736  $\mu\text{V}$  belaufen. Die durchgezogenen schwarzen Linien stellen einen Fit nach Gleichung 2.39 dar, die das phänomenologische Modell für den CAMR beschreibt. Darauf wird später (siehe Abbildung 4.23) genauer eingegangen. Um die gemessenen Effekte genauer zu untersuchen, wurden identische Messungen an einer Vielzahl von Proben bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt. Dadurch kann das Temperaturverhalten der Effekte in mehreren Kristallrichtungen bestimmt werden.

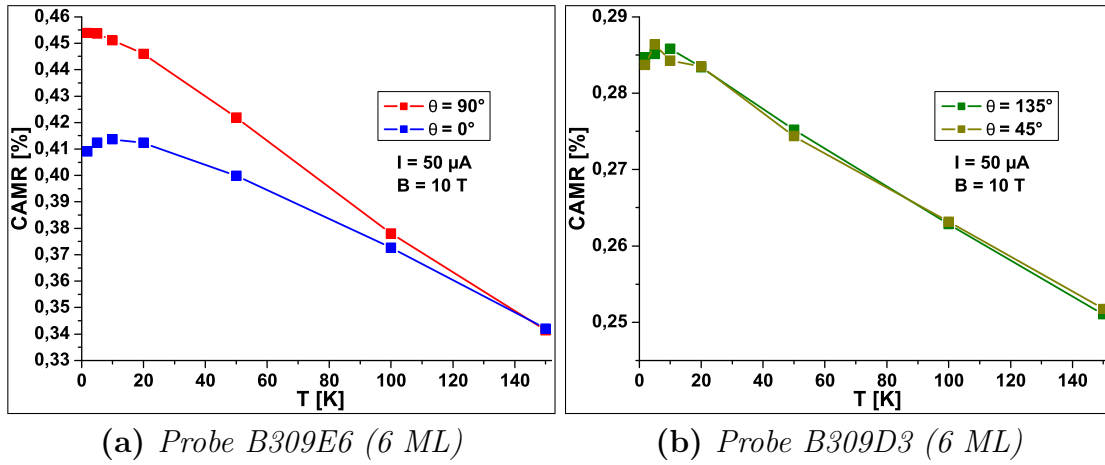


**Abbildung 4.19:** Probe B309E6, Kreissweep des Magnetfelds mit gleichzeitiger Messung der Längsspannung an den beiden Ästen der L-förmigen Hallbar bei Heliumtemperatur. Gut zu sehen ist die typische  $\cos^2$ -Form des AMR-Effekts. Die Amplitude in  $90^\circ$ -Richtung ist etwas größer als in  $0^\circ$ -Richtung. Die schwarzen durchgezogenen Linien stellen Fits auf Basis der Gleichung 2.39 des phänomenologischen Modells dar.

In Abbildung 4.20 wird das Temperaturverhalten des CAMR näher betrachtet. Aufgetragen ist der CAMR-Koeffizient, der nach Gleichung 2.40 definiert ist als

$$\text{CAMR}(\theta) = \frac{R_{\max}(\theta) - R_{\min}(\theta)}{R_{\max}(\theta) + R_{\min}(\theta)},$$

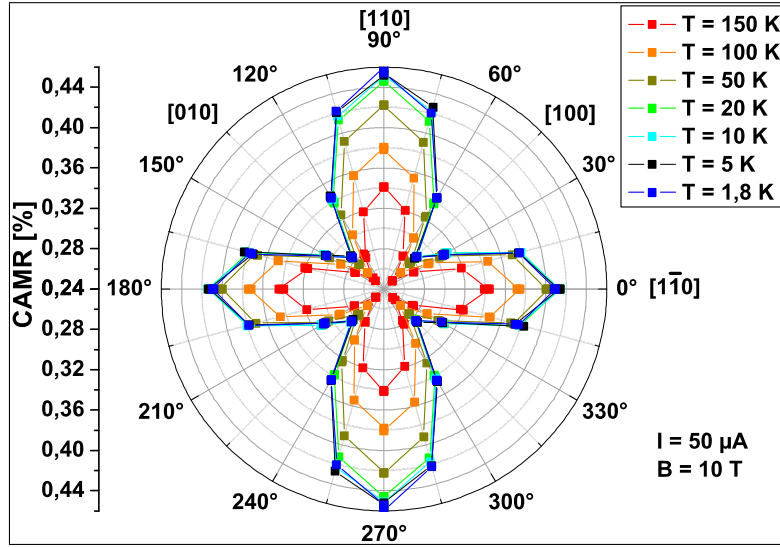
wobei  $R_{\max}$  bzw.  $R_{\min}$  das Maximum bzw. Minimum des Längswiderstands darstellt, das bei  $\phi = \theta$  bzw.  $\phi = \theta + 90^\circ$  auftritt. Ein Messpunkt entspricht hier also der Auswertung einer  $\cos^2(\phi - \theta)$ -förmigen Kurve, wie sie in Abbildung 4.19 gezeigt sind. Dargestellt ist die Abhängigkeit dieser prozentualen Effektstärke von der Temperatur am Beispiel zweier L-förmigen Proben, nämlich der aus Abbildung 4.19 bekannten Hallbar, deren Äste in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung zeigen (Abb. 4.20a) und einer dazu um  $45^\circ$  gedreht strukturierten Hallbar (Abb. 4.20b). Für alle gezeigten Richtungen nimmt die Stärke des Effekts zu tieferen Temperaturen hin zu, wobei für Temperaturen unter ca. 10 K keine größeren Änderungen mehr zu beobachten sind. Der bereits in Abbildung 4.19 bemerkte Unterschied zwischen der  $x$ - und  $y$ -Richtung für tiefe Temperaturen wird hier (siehe Abb. 4.20a) bestätigt; dieser verschwindet bei höheren Temperaturen. Für die um  $45^\circ$  gedreht strukturierte Probe, deren Hallbaräste also in die kristallographische  $[100]$ - und  $[010]$ -Richtung zeigen, ergibt sich kein messbarer Unterschied zwischen diesen. Zusätzlich fällt



**Abbildung 4.20:** Temperaturverhalten des CAMR; ein Messpunkt entspricht der Auswertung einer  $\cos^2$ -förmigen AMR-Kurve. Zwischen der  $90^\circ$ - und der  $0^\circ$ -Richtung treten im Kalten Unterschiede auf, während eine um  $45^\circ$  gedrehte Hallbar keinerlei unterschiedliches Verhalten der beiden Hallbaräste zeigt. Dort ist der CAMR-Koeffizient aber generell deutlich geringer.

auf, dass der CAMR für  $90^\circ$ , aber auch für  $0^\circ$  deutlich höhere Werte annimmt als für  $45^\circ$ .

Um dies näher zu untersuchen, wurden die so erhaltenen Messpunkte für den CAMR-Koeffizient für verschieden gedreht strukturierte L-förmige Hallbars in einem Polarplot zusammengefasst. Dieser ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Ein Datenpunkt entspricht hier also wieder dem CAMR-Koeffizienten, der aus einem Magnetfeldkreissweep, wie in Abbildung 4.19 dargestellt, ermittelt wurde. Für die Richtungen von  $\theta = 0^\circ$  bis  $\theta = 165^\circ$  wurden jeweils eigene Äste der L-förmigen Hallbars verwendet. Die übrigen Richtungen von  $\theta = 180^\circ$  bis  $\theta = 345^\circ$  entsprechen einer Stromumkehr in den bereits behandelten Leiterbahnen. Da weder der CAMR-Koeffizient noch der Widerstand einer Leiterbahn vom Vorzeichen des Stroms abhängt, was mit mehreren Stichproben überprüft wurde, können die Messpunkte für diese übrigen Richtungen aus einer Punktspiegelung gewonnen werden. Es ergeben sich Maxima des CAMR-Koeffizienten für  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$ , wobei das Maximum bei  $\theta = 0^\circ$  bei tiefen Temperaturen geringer ausfällt als das bei  $\theta = 90^\circ$  (siehe auch Abb. 4.20a). Die Minima des CAMR-Koeffizienten liegen bei  $\theta = 45^\circ$  und  $\theta = 135^\circ$ , wobei zwischen diesen kein messbarer Unterschied festzustellen ist (siehe auch Abb. 4.20b). Für Temperaturen unter 10 K ändert sich der CAMR-Koeffizient nicht mehr entscheidend. Bei höheren Temperaturen verschwindet der Unterschied zwischen der  $\theta = 0^\circ$ -Richtung ( $x$ -Richtung) und der  $\theta = 90^\circ$ -Richtung ( $y$ -Richtung) zusehends; bei 150 K ist dieser nicht mehr messbar (siehe auch Abb. 4.20a). Die allgemeine Form des Polarplots mit seinen vier



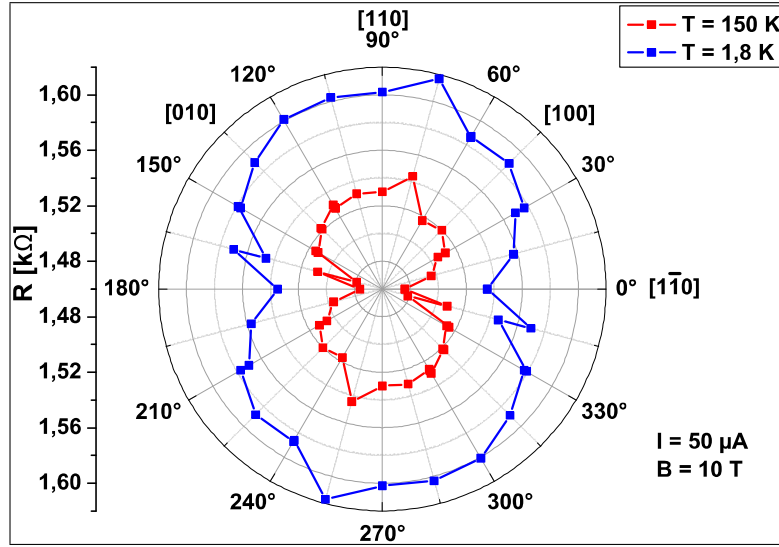
**Abbildung 4.21:** Probenserie B309 (6 ML), Darstellung des CAMR-Koeffizienten bei verschiedenen Temperaturen als Polarplot. Ein Messpunkt entspricht der Auswertung einer  $\cos^2$ -förmigen AMR-Kurve. Es ergeben sich Maxima für die  $0^\circ$ - und die  $90^\circ$ -Richtung, wobei ersteres weniger stark ausgeprägt ist. Für höhere Temperaturen nimmt der CAMR-Koeffizient ab.

Keulen, von denen die beiden gegenüberliegenden jeweils gleich sind, sich aber von den anderen beiden unterscheiden, entspricht genau der  $C_{2v}$ -Symmetrie des Systems. Die vierzählige Symmetrie des *bulk*-Eisens ist dabei für die vier Keulen selbst verantwortlich, während die von der Grenzfläche stammende uniaxiale Anisotropie den Unterschied zwischen der  $x$ - und  $y$ -Richtung bewirkt. Diese Form des Plots passt auch zu der für den CAMR-Koeffizienten entwickelten Formel, Gleichung 2.41:

$$\text{CAMR}(\theta) \approx \frac{B + C + (C - B) \cos(4\theta) - 4F \cos(2\theta)}{4A}$$

Der  $\cos(4\theta)$ -Term produziert dabei die vier Keulen, während der  $\cos(2\theta)$ -Term für den Unterschied zwischen  $x$ - und  $y$ -Richtung verantwortlich ist. Darauf wird beim Vergleich der verschiedenen Probenarten (siehe Abbildungen 4.27 bis 4.29) noch genauer eingegangen. Es ist anzumerken, dass der CAMR-Koeffizient, also eine prozentuale Effektstärke, in der  $0^\circ$ -Richtung am höchsten ist, obwohl diese auch die Richtung des größten durchschnittlichen Widerstands (siehe Abb. 4.22) darstellt.

In Abbildung 4.22 ist ein Polarplot der selben Art gezeigt, wobei dieser den Längswiderstand der L-förmigen Leiterbahnen zusammenfasst. Genau wie beim Polarplot des CAMR entspricht auch hier ein Messpunkt der Auswertung

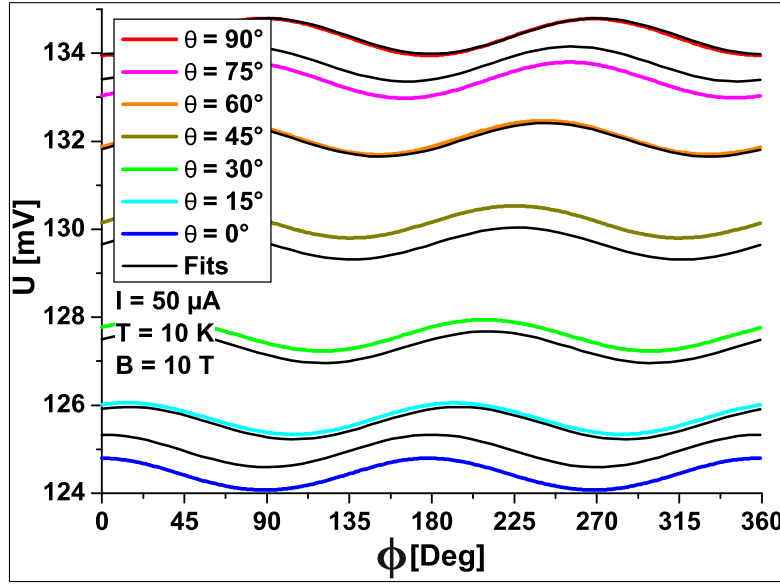


**Abbildung 4.22:** Probenserie B309 (6 ML), Polarplot des mittleren Widerstands bei zwei verschiedenen Temperaturen. Ein Messpunkt entspricht der Auswertung einer  $\cos^2$ -förmigen AMR-Kurve. Es ergibt sich ein Maximum im Längswiderstand in der  $90^\circ$ - und das entsprechende Minimum in der  $0^\circ$ -Richtung. Bei 150 K ist der Widerstand geringer als bei 1,8 K. Die erhöhten Werte bei  $75^\circ$  bzw.  $165^\circ$  stammen von der gleichen L-förmigen Halbleiterbahn.

einer  $\cos^2(\phi - \theta)$ -förmigen Kurve, wie sie in Abbildung 4.19 dargestellt sind, wobei hier statt des CAMR der durchschnittliche Längswiderstand, also  $R(\theta) = (R_{\max}(\theta) + R_{\min}(\theta))/2$ , aufgetragen wurde. Wie bereits erwähnt, ist ein Vergleich von Widerständen mit größeren Fehlern behaftet als ein Vergleich der CAMR-Koeffizienten, da die Längswiderstände einer größeren Schwankung zwischen den einzelnen Proben unterliegen. Die Messpunkte mit dem erhöhten Widerstand für die  $\theta = 75^\circ$ - und die  $\theta = 165^\circ$ -Richtungen stammen von derselben L-förmigen Leiterbahn. Alle hier dargestellten Messpunkte wurden an Proben aufgenommen, die vom selben  $5 \times 5,5$  mm großen Probenstück stammen, also in unmittelbarer Nähe auf dem Wafer lagen, was die Vergleichbarkeit erhöht. Wie aus den Abkühlkurven (siehe Abb. 4.8) zu erwarten, ist der Widerstand bei 1,8 K höher als bei 150 K. Insgesamt ist deutlich die Form einer Acht zu erkennen, der Widerstand wird also für die  $x$ -Richtung minimal, während er für die  $y$ -Richtung ein Maximum annimmt. Um dies mit dem phänomenologischen Modell zu vergleichen, kann die allgemeine Formel für den Widerstand  $R(\theta, \phi)$  (Glg. 2.39) für den hier aufgetragenen durchschnittlichen Widerstand durch Einsetzen umgeformt werden:

$$R(\theta) = \frac{R_{\max}(\theta) + R_{\min}(\theta)}{2} = A + \frac{B}{2} - (D + F + G) \cos(2\theta) \quad (4.1)$$

Der  $\cos(2\theta)$ -Term erzeugt dann genau die beobachtete Form des Graphen, wobei



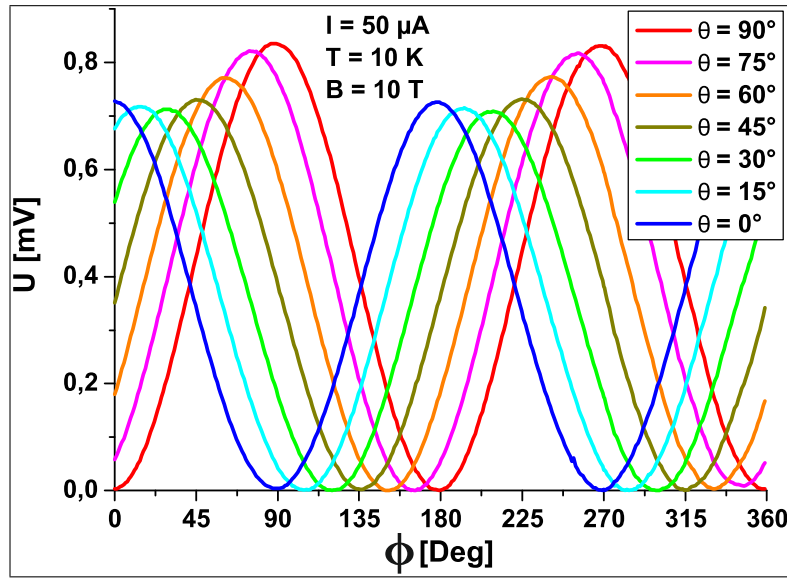
**Abbildung 4.23:** Probe E106C2 (4 ML), Kreissweep des Magnetfelds. Es sind die  $\cos^2$ -förmigen AMR-Kurven für alle sieben Richtungen der segmentierten Hallbar aufgetragen. Die schwarzen Linien stellen einen Fit nach Gleichung 2.39 des phänomenologischen Modells dar, bei dem alle Fitting Parameter mit Ausnahme von  $\theta$  für die verschiedenen Kristallrichtungen identisch sind. Die Fits deuten somit die nach dem Modell erwartete Lage der Kurven an.

die Parameter  $D$ ,  $F$  und  $G$  des phänomenologischen Modells gleichermaßen für die Anisotropie des Längswiderstands verantwortlich sind. Auch aus den *First-Principles*-Studien (siehe Abschnitt 2.4.4) wird dieses Verhalten aufgrund der Anisotropie der Ladungsdichte  $\rho_A$  erwartet, wenngleich die berechnete Widerstandsanisotropie deutlich größer ist als die hier experimentell bestimmte (25 % gegenüber ca. 4,3 %). Dieser Unterschied ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Berechnung für eine ideale Grenzfläche stattfand und die reale sichtlich von dieser abweicht, sowie auf die Spin-Flip-Streuung.

In Abbildung 4.23 ist ein Kreissweep an einer 4-ML-Probe von Material 2 abgebildet, bei dem mithilfe der segmentierten Hallbar der Längswiderstand in sieben Richtungen simultan gemessen wurde. Neben der allgemeinen  $\cos^2(\phi - \theta)$ -Form der einzelnen Kurven ist vor allem der unterschiedliche durchschnittliche Längswiderstand der einzelnen Richtungen zu sehen. Die schwarzen Kurven stellen die bestmöglichen Fits nach Gleichung 2.39,

$$R(\theta, \phi) = A + B \cos^2(\phi - \theta) - \frac{B - C}{2} \cos(2\theta) \cos(2\phi) - (D + F + G) \cos(2\theta) - F \cos(2\phi),$$

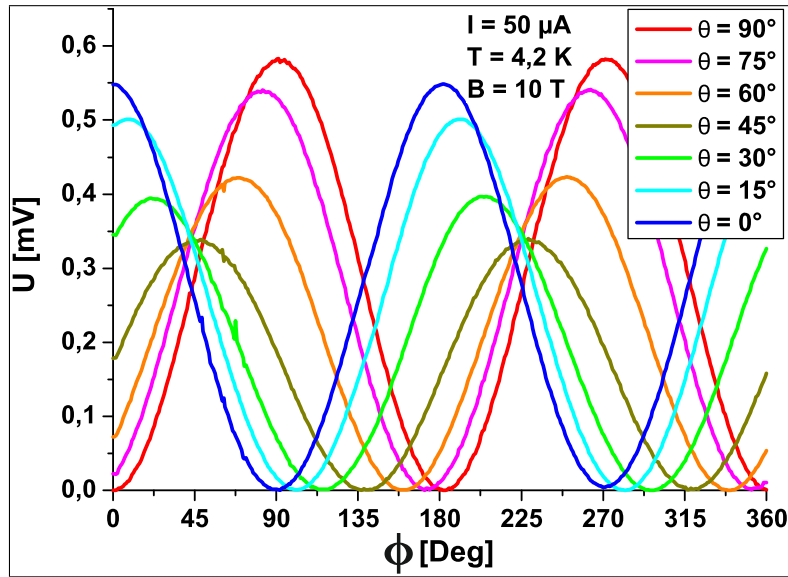
dar, wenn alle Parameter mit Ausnahme des Winkels  $\theta$  für die verschiedenen Kristallrichtungen identisch gesetzt sind. Diese Fitkurven machen also die vom



**Abbildung 4.24:** Probe E106C2 (4 ML), Kreissweep des Magnetfelds. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die jeweiligen Minima der  $\cos^2$ -förmigen Kurven auf null gesetzt. Der AMR-Effekt besitzt die größte Amplitude für Stromfluss in der  $90^\circ$ -Richtung und ein zweites, deutlich geringeres Amplitudenmaximum in der  $0^\circ$ -Richtung.

phänomenologischen Modell vorhergesagten Unterschiede im durchschnittlichen Längswiderstand klar. Es ist zu sehen, dass die Form der einzelnen Kurven gut den Fitkurven entspricht, die Lage jedoch oft deutlich abweicht. Dies ist auf die bereits angesprochenen Schwankungen des Längswiderstands zurückzuführen. Insgesamt ergibt sich für die 4-ML-Proben ein ähnliches Verhalten des durchschnittlichen Längswiderstands für die verschiedenen Kristallrichtungen wie bei den 6-ML-Proben (siehe Abbildung 4.22), wobei die Anisotropie hier ca. 7,7 % beträgt und somit deutlich größer ist. Gegenüber den für die ideale Grenzfläche berechneten Werten (zwischen 25 und 27 %, siehe Tabelle 2.1) ist dieser Wert jedoch immer noch deutlich geringer. Bei den 8-ML-Proben liegt der Unterschied des Längswiderstands in derselben Größenordnung wie die zufällig auftretenden Widerstandsschwankungen; im Durchschnitt ist der Widerstand in  $x$ -Richtung aber auch hier etwas geringer als in  $y$ -Richtung.

In den Abbildungen 4.24 bis 4.26 sind Kreissweeps an den 4, 6 und 8-ML-Proben bei tiefen Temperaturen gezeigt, wobei zur besseren Vergleichbarkeit der Amplituden die jeweiligen Minima auf null gesetzt wurden. Die durchschnittliche Amplitude des AMR-Effekts sinkt dabei mit steigender Schichtdicke von ca. 0,8 mV bei 4 ML auf ca. 0,27 mV bei 8 ML. Bei den 4- und 6-ML-Proben ergeben sich die größten Amplituden für die  $90^\circ$ -Richtung. Die  $0^\circ$ -Richtung stellt jeweils ein zweites

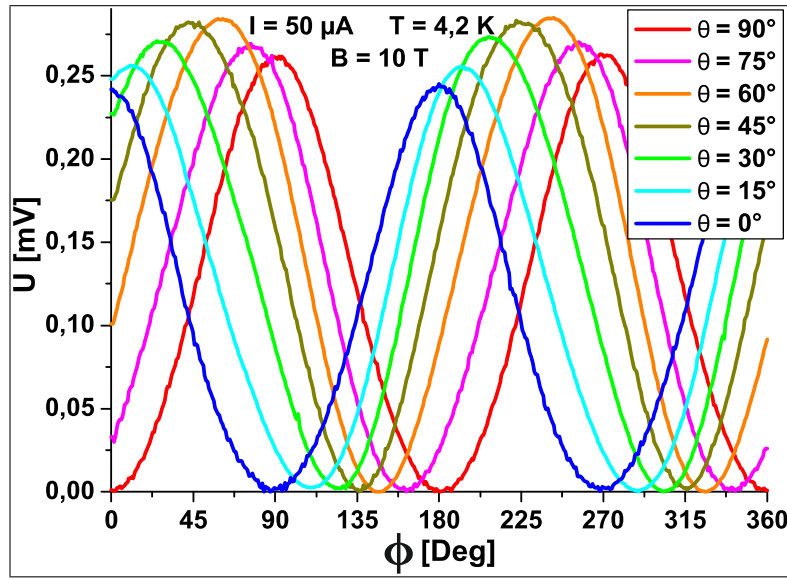


**Abbildung 4.25:** Probe E203A2 (6 ML), Kreissweep des Magnetfelds. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die jeweiligen Minima der  $\cos^2$ -förmigen Kurven auf null gesetzt. Der AMR-Effekt besitzt die größte Amplitude für Stromfluss in der  $90^\circ$ -Richtung und ein zweites, etwas geringeres Amplitudenmaximum in der  $0^\circ$ -Richtung. In der  $45^\circ$ -Richtung befindet sich ein ausgeprägtes Minimum der Amplitude.

Amplitudenmaximum dar, welches geringer ist. Dazwischen liegt bei  $30^\circ$  bzw.  $45^\circ$  ein Amplitudenminimum, das vor allem bei den 6-ML-Proben stark ausgeprägt ist. Bei den 8-ML-Proben verhält es sich umgekehrt; die  $0^\circ$ - und  $90^\circ$ -Richtungen stellen hier Minima der Amplitude dar, während sich das Maximum dazwischen befindet.

Zusätzlich ist bei den 8-ML-Proben ein Kuriosum erkennbar; die Maxima und Minima einer bestimmten Kristallrichtung weisen eine unterschiedliche Krümmung auf. Für die  $0^\circ$ - und die  $90^\circ$ -Richtung sind die Minima gegenüber den Maxima deutlich verbreitert, während für die  $45^\circ$ -Richtung die Maxima breiter sind als die Minima. Dieses Verhalten ist für die 8-ML-Proben reproduzierbar und wird mit steigender Temperatur weniger ausgeprägt, ist aber auch bei 150 K noch erkennbar. In den Formeln des phänomenologischen Modells kommt ein solcher Krümmungsunterschied nicht vor. Ebenfalls als Ursache kann ausgeschlossen werden, dass die Magnetisierung dem Magnetfeld nicht genau folgt, denn wenn dies der Fall wäre, müssten alle Maxima und Minima, die auf die gleiche Magnetisierungsrichtung  $\phi$  fallen, gleichermaßen verbreitert bzw. verschmälert sein. Bei z.B.  $\phi = 180^\circ$  trifft jedoch das verschmälerte Maximum der  $0^\circ$ -Richtung und das verbreiterte Minimum der  $90^\circ$ -Richtung zusammen.

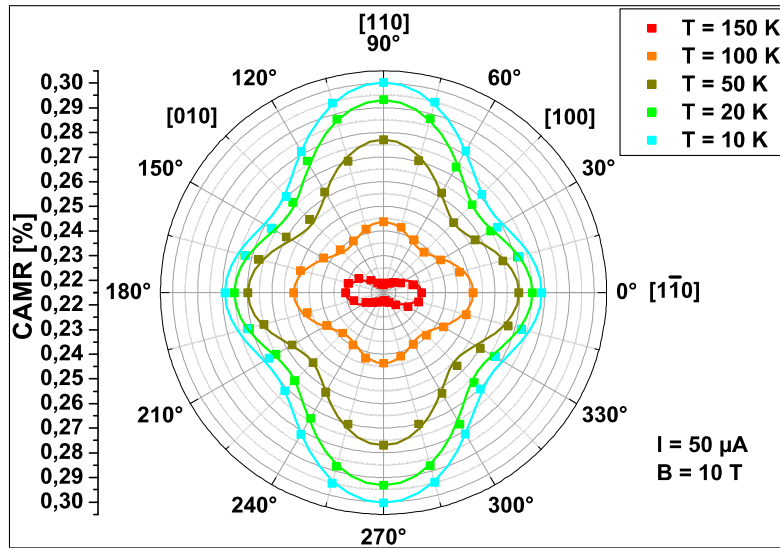




**Abbildung 4.26:** Probe E307A2 (8 ML), Kreissweep des Magnetfelds. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die jeweiligen Minima der  $\cos^2$ -förmigen Kurven auf null gesetzt. Der AMR-Effekt besitzt die größte Amplitude für Stromfluss in der  $45^\circ$ - bzw.  $60^\circ$ -Richtung. in der  $0^\circ$ - und der  $90^\circ$ -Richtung befinden sich Amplitudenminima, wobei ersteres etwas deutlicher ausgeprägt ist. Zusätzlich sind Krümmungsunterschiede zwischen den Minima und Maxima einer Kurve zu sehen.

Die gemessene Magnetanisotropie beträgt im Kalten zwischen 0,6 und 1 %, liegt also deutlich unter den mit den First-Principles-Studien berechneten Werten aus Tabelle 2.1, was auch hier mit der nicht-idealen Grenzfläche und der Spin-Flip-Streuung erklärt werden kann.

In den Abbildungen 4.27 bis 4.29 sind nun die Auswertungen der Kreissweeps der Proben von Material 2 ebenfalls als Polarplot des CAMR-Koeffizienten dargestellt. Bei den 4-ML-Proben (siehe Abb. 4.27) ergibt sich für tiefe Temperaturen ein deutliches Maximum des CAMR-Koeffizienten für die  $90^\circ$ -Richtung und ein geringeres Maximum für die  $0^\circ$ -Richtung; bei höheren Temperaturen dreht sich dieses Verhältnis um, was hauptsächlich auf den höheren Widerstand der  $90^\circ$ -Richtung zurückzuführen ist. Die Amplituden des AMR-Effekts für die  $x$ - und  $y$ -Richtungen gleichen sich mit steigender Temperatur an, während der Unterschied im durchschnittlichen Widerstand in etwa konstant bleibt, wodurch der CAMR-Koeffizient in  $y$ -Richtung abnimmt. Generell ist der CAMR-Koeffizient bei den 4-ML-Proben stärker vom durchschnittlichen Widerstand der einzelnen Richtungen und Hallbars abhängig als bei den dickeren Proben. Deshalb war es hier notwendig, über jeweils zwei der segmentierten Hallbars zu mitteln, um zusammenhängende Linien



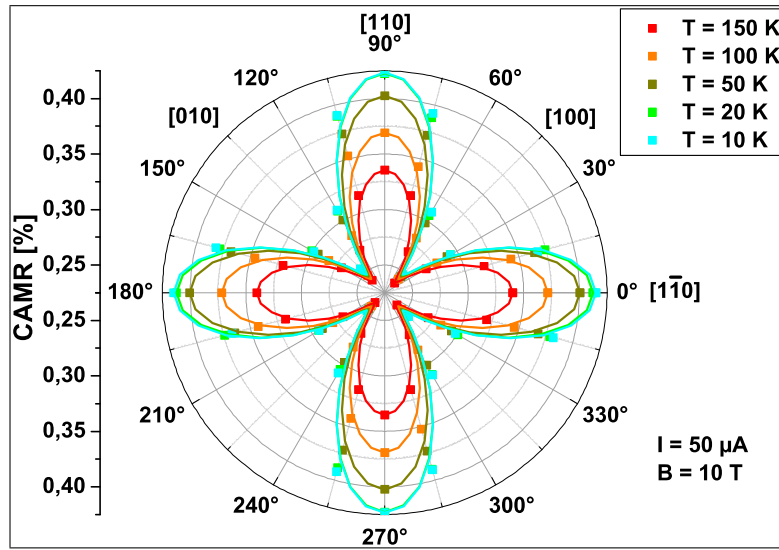
**Abbildung 4.27:** Probenserie E106 (4 ML), Polarplot des CAMR-Koeffizienten für verschiedene Temperaturen. Im Kalten befindet sich das Hauptmaximum in der  $90^\circ$ -Richtung und das Nebenmaximum in der  $0^\circ$ -Richtung; für höhere Temperaturen dreht sich dieses Verhältnis um. Insgesamt ist der CAMR-Koeffizient bei höheren Temperaturen geringer. Die durchgezogenen Linien stellen Fits nach Gleichung 2.41 dar.

für den Polarplot zu erhalten. Der gezeigte Graph enthält also vier dieser Halbbars, je zwei von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  und von  $90^\circ$  bis  $180^\circ$ , über die dann jeweils gemittelt wurde.

Die 6-ML-Proben von Material 2 (siehe Abb. 4.28) zeigen prinzipiell das gleiche Verhalten wie die vom Material 1 (siehe Abb. 4.21). Es existieren also ebenfalls Maxima des CAMR-Koeffizienten in  $x$ - und  $y$ -Richtung, wobei das Maximum in  $x$ -Richtung etwas kleiner ist als das in  $y$ -Richtung. Dieser Unterschied zwischen der  $x$ - und  $y$ -Richtung ist hier weniger stark ausgeprägt als bei den Proben von Material 1, was die bereits getroffene Vermutung bekräftigt, dass die Proben von Material 1 eine etwas geringere Eisenschichtdicke aufweisen könnten.

Bei den Proben mit der acht Monolagen dicken Eisenschicht (siehe Abb. 4.29) zeigt sich ein komplett anderes Verhalten des CAMR-Koeffizienten. In der  $45^\circ$ - und  $135^\circ$ -Richtung befinden sich hier in etwa gleich starke Maxima, während in der  $x$ - und  $y$ -Richtung Minima auftreten, die wieder verschiedene Werte annehmen; in der  $y$ -Richtung ist der CAMR-Koeffizient hier geringer.

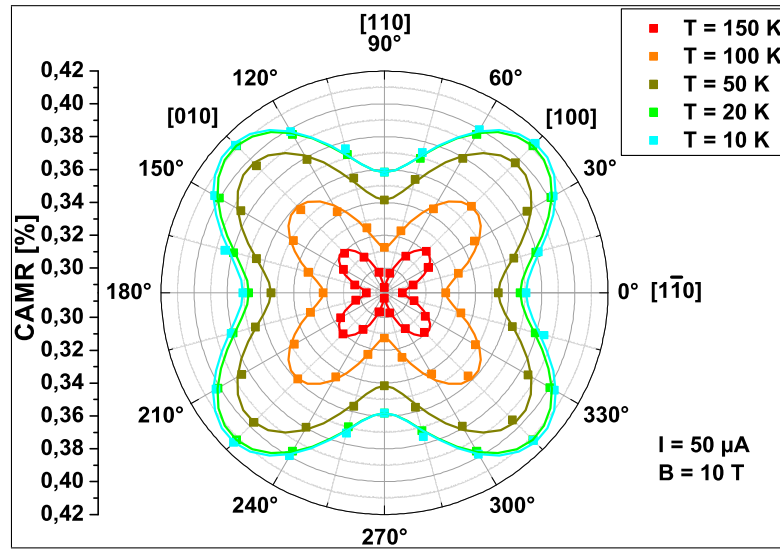
Bei allen Schichtdicken ähnlich ist das Temperaturverhalten des CAMR-Koeffizienten; er wird mit steigender Temperatur stets kleiner, was, wie bereits erwähnt, in  $y$ -Richtung aufgrund des dort herrschenden höheren Widerstands schneller vonstattengehen kann. Die Form aller drei Graphen entspricht der  $C_{2v}$ -Symmetrie, wobei die vierzählige Symmetrie des *bulk*-Eisens für die  $45^\circ$ - bzw.  $135^\circ$ -Richtung



**Abbildung 4.28:** Probenserie E203 (6 ML), Polarplot des CAMR-Koeffizienten für verschiedene Temperaturen. Im Kalten befindet sich das Hauptmaximum in der  $90^\circ$ -Richtung und das Nebenmaximum in der  $0^\circ$ -Richtung, während bei  $45^\circ$  ein ausgeprägtes Minimum liegt. Bei höheren Temperaturen gleichen sich die  $0^\circ$ - und die  $90^\circ$ -Richtung an. Insgesamt ist der CAMR-Koeffizient bei höheren Temperaturen geringer. Die durchgezogenen Linien stellen Fits nach Gleichung 2.41 dar.

andere Werte bewirkt als für die  $x$ - oder  $y$ -Richtung. Die uniaxiale Symmetrie verursacht dann den Unterschied zwischen diesen beiden Richtungen. Die durchgezogenen Linien in allen drei Polarplots stellen theoretische Fits dar, die nach der Formel für den CAMR-Koeffizient des phänomenologischen Modells (Gleichung 2.41) berechnet wurden und die eine gute Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Punkten zeigen. In dieser Formel steht der Term  $(C - B) \cos(4\theta)$  für die vierzählige Symmetrie, die vom *bulk*-Eisen stammt. Dieser Term ist also, wie bereits oben beschrieben, für die generelle Form des Graphen mit den vier Keulen verantwortlich und kann auch das im Vergleich zu den Proben mit geringerer Schichtdicke völlig unterschiedliche Verhalten bei 8 ML erklären. Während bei den 4- und 6-ML-Proben die Differenz  $(C - B)$  positiv ist, was ein Maximum des CAMR-Koeffizienten bei  $0^\circ$  und  $90^\circ$  bewirkt, ist diese für die 8-ML-Proben negativ, woraus dann die entsprechenden Minima für diese Richtungen resultieren.

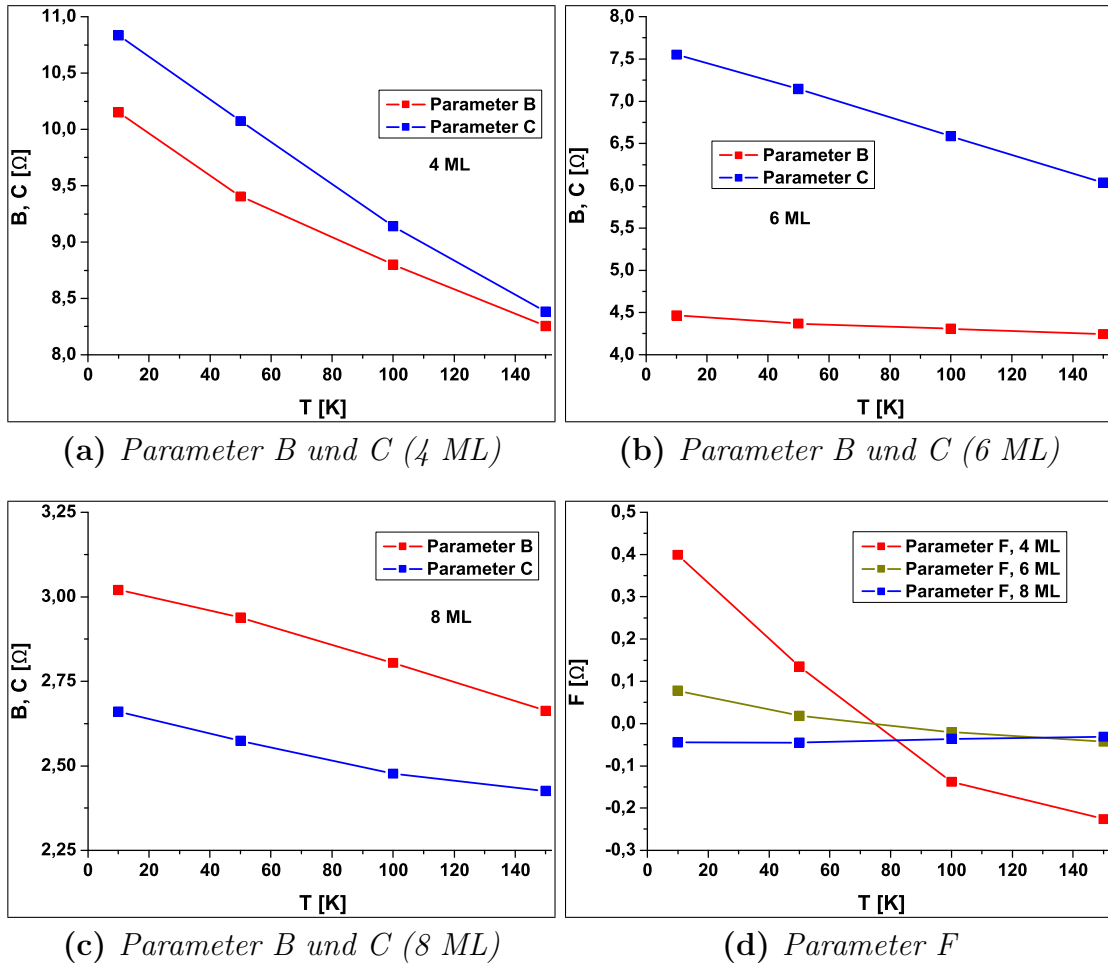
Aus den Fits extrahierte Werte für die Parameter  $B$  und  $C$  sind in den Abbildungen 4.30a bis 4.30c dargestellt. Beide Parameter steigen mit fallender Schichtdicke;  $C$  jedoch stärker als  $B$ . Bei dickeren Eisenschichten ist das mittlere Spin-Bahn-Feld der Grenzfläche vernachlässigbar und unter den in  $B$  und  $C$  eingehenden Entwicklungskoeffizienten dominieren diejenigen, die vom Spin-Bahn-Feld unabhängig



**Abbildung 4.29:** Probenserie E307 (8 ML), Polarplot des CAMR-Koeffizienten für verschiedene Temperaturen. Die Maxima befinden sich in der  $45^\circ$ - und  $135^\circ$ -Richtung. In der  $0^\circ$ - und  $90^\circ$ -Richtung existieren hier Minima, wobei letzteres ausgeprägter ist. Insgesamt ist der CAMR-Koeffizient bei höheren Temperaturen geringer. Die durchgezogenen Linien stellen Fits nach Gleichung 2.41 dar.

sind. Bei den dünneren Eisschichten dominieren hingegen die Entwicklungskoeffizienten, die dieses beschreiben und es kommt zum Vorzeichenwechsel von  $(C - B)$  [74]. Für steigende Temperaturen werden sowohl  $B$  als auch  $C$  kleiner; die in Gleichung 2.41 für die CAMR-Stärke verantwortliche Summe  $B + C$  ( $A$  ist annähernd temperaturunabhängig) nimmt also ab, was mit der experimentellen Beobachtung in Einklang steht. Der Term  $4F \cos(2\theta)$  ist für den Unterschied zwischen der  $x$ - und  $y$ -Richtung verantwortlich und beschreibt somit die von der Grenzfläche stammende uniaxiale Anisotropie. In Abbildung 4.30d ist der dazugehörige Parameter  $F$  für die verschiedenen Schichtdicken und Temperaturen dargestellt. Bei den 4-ML-Proben ist der Parameter  $F$  erwartungsgemäß am größten; mit der steigenden Schichtdicke und dem dadurch schwächer werdenden Einfluss der Grenzfläche nimmt er ab. Für die 6- und 8-ML-Proben verschwindet der Parameter  $F$  bei höheren Temperaturen, während er bei den 4-ML-Proben auch bei 150 K noch nennenswerte Größe besitzt, wobei er jedoch dazwischen das Vorzeichen wechselt. Aus diesem Verhalten resultiert die in Abbildung 4.27 zu sehende Umkehrung der Symmetrieachsen; das Maximum des CAMR-Koeffizienten liegt für Temperaturen zwischen 10 K und 50 K in der  $y$ -Richtung, bei 100 K und 150 K jedoch in der  $x$ -Richtung.

Die Symmetrie des CAMR-Koeffizienten ist also nicht nur von den Symmetrie des Systems sondern auch von der Temperatur abhängig. Dies könnte aber auch



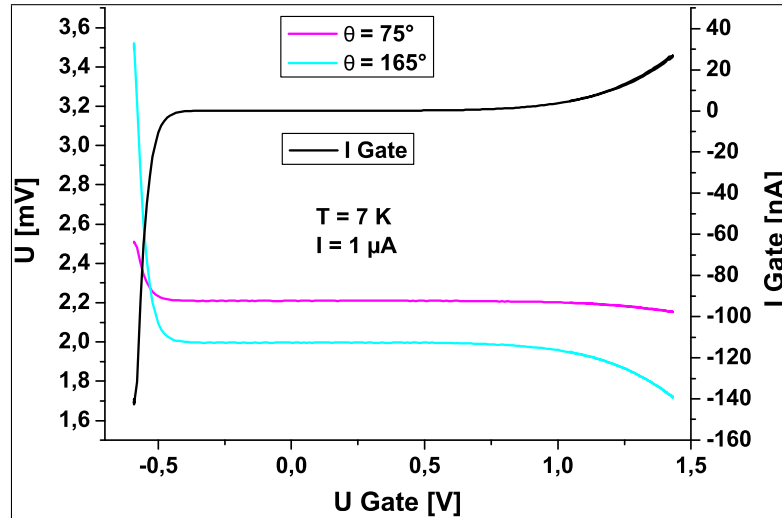
**Abbildung 4.30:** Temperaturabhängigkeit der Fitting Parameter B, C (a)-(c) und F (d). Die Parameter B und C sinken mit steigender Temperatur, was den schwächeren CAMR bei höheren Temperaturen erklärt. Sie sinken ebenfalls bei steigender Schichtdicke, jedoch mit unterschiedlicher Rate, woraus die unterschiedliche Symmetrie bei den 8-ML-Proben folgt. Der Parameter F, der die Stärke der uniaxialen Anisotropie des CAMR-Koeffizienten charakterisiert, ist bei den 4-ML-Proben am größten, wechselt dort aber das Vorzeichen bei Temperaturerhöhung. (nach[74])

dadurch erklärbar sein, dass in der  $y$ -Richtung der mittlere Widerstand deutlich höher ist als in der  $x$ -Richtung (siehe Abb. 4.23) und somit der CAMR-Koeffizient bei gleicher Amplitude des AMR-Effekts entsprechend geringer ausfällt.

## 4.4. Messungen mit Gate

In diesem Abschnitt wird kurz die Idee erläutert, Messungen mit einem zusätzlichen *out-of-plane* angelegten elektrischen Feld durchzuführen. Das elektrische Feld führt dabei aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung dazu, dass die Elektronendichte in der Eisenschicht modifiziert wird. Die Leitungselektronen werden entweder von der Fe/GaAs-Grenzfläche weg zur oberen Grenzfläche bewegt oder näher an die Fe/GaAs-Grenzfläche gebracht. Es kann erwartet werden, dass die Effekte, die durch die Symmetrie an der Grenzfläche entstehen, verstärkt werden, wenn die Elektronendichte an der Grenzfläche erhöht wird. Bei einer Absenkung dieser Elektronendichte ist entsprechend mit einer Abschwächung der entsprechenden Effekte zu rechnen. Durch gezieltes Anlegen eines elektrischen Felds sollte sich also die uniaxiale Komponente, die von der Grenzfläche stammt, erhöhen oder verringern lassen. Zusätzlich können im System Fe/GaAs die Spin-Bahn-Kopplungsparameter  $\alpha_{BR}$  und  $\beta_D$  von elektrischen Feldern abhängig sein [11], wobei die Rashba- und Dresselhausparameter wiederum in einige der phänomenologischen Parameter eingehen; so sind z.B. die Parameter  $D$  und  $F$  direkt proportional zu deren Produkt.

Bei den Proben von Material 1 wurden im Rahmen dieser Arbeit einige Tests mit Backgate durchgeführt. In Abbildung 4.31 ist eine Messung dargestellt, bei der das Backgate gesweept wurde, während ein konstanter Strom über die L-förmige Hallbar floss. Dabei wurde der Messaufbau aus 3.5 benutzt. Zusätzlich zu den abfallenden Längsspannungen ist der Gateleckstrom aufgetragen, also der Strom, der



**Abbildung 4.31:** Probe B307E4, Gatesweep während konstantem Stromfluss durch die Hallbar. Es zeigen sich keine Abhängigkeiten der Längsspannung von der Gatespannung, bevor ein Gateleckstrom fließt.

vom Backgate in die Leiterbahn floss. Das Backgate wird bei negativer Gatespannung (Backgate negativ gegen Leiterbahn) ab ca.  $-0,4$  V schnell leitfähig, während es bei positiver Gatespannung ab ca.  $0,7$  V langsam an Widerstand verliert. Diese Werte sind zwischen verschiedenen Proben nicht genau reproduzierbar, für negative Gatespannungen sind sie im Allgemeinen jedoch kleiner. Gemein ist dabei allen untersuchten Proben, dass in dem Bereich, in dem das Gate ausreichend isoliert ist, keinerlei Abhängigkeit der Längsspannungen von der Gatespannung existiert. Zur näheren Untersuchung wurden bei verschiedenen Gatespannungen im isolierenden Bereich Magnetkreissweeps durchgeführt, wobei auch diese keinerlei Gateabhängigkeit aufweisen. Daher konnten leider aus diesen Messungen keine zusätzlichen Erkenntnisse über die Grenzflächenanisotropie und die Spin-Bahn-Felder gewonnen werden.





## 5. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Eigenschaften des lateralen Transports in ultradünnen Eisenschichten auf GaAs näher zu untersuchen und dabei eine Grundlage dafür zu schaffen, ein ursprünglich für den TAMR-Effekt entworfenes phänomenologisches Modell (siehe Abschnitt 2.4.3, [6, 9, 10]) zu bestätigen, das auf Symmetriebetrachtungen beruht und das Spin-Bahn-Feld als Störung zum System des *bcc*-Eisens einführt. Zu diesem Zweck wurden in einer Metall-MBE epitaktisch gewachsene Eisenschichten mit vier, sechs und acht Monolagen Dicke auf ihre elektrische Leitfähigkeit in verschiedenen Kristallrichtungen hin untersucht, wobei sowohl die Abhängigkeit von der Temperatur als auch von externen Magnetfeldern betrachtet wurde. Ein besonderes Augenmerk fiel dabei auf den AMR-Effekt, für den das phänomenologische Modell eine kristallrichtungsabhängige Abweichung vorhersagt. Zur Untersuchung der Eigenschaften verschiedener Kristallrichtungen wurde eine eigens für diese Arbeit entworfene Hallbar verwendet, die insgesamt sechs 15°-Knicks aufweist.

Zunächst wurden alle Proben elektrisch charakterisiert. In Abschnitt 4.1.1 sind die entsprechenden, bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen, Zwei- und Vierpunkt-UI-Kennlinien gezeigt. Diese belegen die elektrische Leitfähigkeit der ultradünnen Eisenschichten und zeigen stets lineares Verhalten. Durch den Vergleich der Zwei- und Vierpunkt-Kennlinien wird eine Abschätzung der Kontaktwiderstände gegeben; diese sind für die nachfolgend durchgeführten Messungen vernachlässigbar. Der spezifische Flächenwiderstand  $\rho_{\square}$  beträgt dabei bei Heliumtemperatur für die 4-ML-Proben etwa 1,9 k $\Omega$ , die 6-ML-Proben ca. 1 k $\Omega$  und die 8-ML-Proben ca. 470  $\Omega$ . Zusätzlich untersuchte Proben mit einer ebenfalls etwa sechs Monolagen dicken Eisenschicht weisen einen Flächenwiderstand von ca. 1,2 k $\Omega$  auf. Die Proben der drei verschiedenen Schichtdicken zeigen ein deutlich unterschiedliches Temperaturverhalten. Während für die 4-ML-Proben der Widerstand beim Abkühlen stets zunimmt, nimmt er für die dickeren Schichten zunächst ab und erst bei tieferen Temperaturen wieder zu. Bei den 6-ML-Proben befindet sich das Minimum dabei zwischen 130 und 200 K, während es bei den 8-ML-Proben bei ca. 40 K liegt. Dieses Verhalten kann durch die Überlagerung des normalen Abkühlverhaltens eines Metalls (siehe Abschnitt 2.2.2) mit der zweidimensionalen Elektron-Elektron-Wechselwirkung (Abschnitt 2.2.3) erklärt werden. Die dickeren Schichten zeigten dabei mehr typisches Metallverhalten; bei den dünneren ist die zweidimensionale Elektron-Elektron-Wechselwirkung stärker.

Zusätzlich wurden die Proben mithilfe von Polar-MOKE und FMR auch magnetisch charakterisiert (siehe Abschnitt 4.1.4). Dabei wurde das effektive entmagnetisierende Feld  $\mu_0 M_{eff}$  bestimmt zu ca. 0,5 T, 1,0 T bzw. 1,2 T für vier, sechs bzw. acht Monolagen Schichtdicke. Aufgetragen gegen die inverse Schichtdicke liegen diese Werte genau auf einer Geraden mit älteren Messungen an dickeren Eisenschichten (Dissertation Georg Woltersdorf, [80]), woraus geschlossen werden kann, dass die gewachsenen Schichtdicken mit diesen gut zusammenpassen. Ebenfalls wurden die Anisotropiekonstanten  $K_1^{\parallel}$  und  $K_U^{\parallel}$  bestimmt, die ein Maß für die vierzählige bzw. uniaxiale Anisotropie sind. Erwartungsgemäß nimmt die vierzählige Anisotropie, die vom *bulk*-Eisen stammt, mit sinkender Schichtdicke ab, während die uniaxiale Anisotropie, die von der Symmetrie der Grenzfläche verursacht wird, zunimmt.

Den größten Teil der Messungen stellen Widerstandsmessungen in magnetischen Feldern dar. Bei *out-of-plane* angelegtem Magnetfeld kann sowohl der entsprechende *out-of-plane*-AMR-Effekt beobachtet werden, der sich in diesem System invers verhält, als auch der positive bzw. negative Magnetwiderstand. Diese sind auch bei linearen *in-plane*-Sweeps des Magnetfelds zu sehen, wobei der negative Magnetwiderstand jeweils für die 4- und 6-ML-Proben überwiegt, bei den 8-ML-Proben jedoch bereits ein schwacher positiver Magnetwiderstand erkennbar ist. Für die *out-of-plane*-Messungen bestätigten sich die aus dem Polar-MOKE erhaltenen Werte für  $\mu_0 M_{eff}$ , während die Sättigungsmagnetfeldstärke für die harte *in-plane*-Richtung ca. 0,3 T beträgt und mit steigender Schichtdicke leicht abnimmt. Bei allen linearen Magnetfeldsweeps konnte die Bewegung der Magnetisierung direkt nachvollzogen werden. Die Amplitude des AMR-Effekts ist dabei nicht nur abhängig von der Schichtdicke sondern auch von der Kristallrichtung des Stromflusses.

Zur näheren Untersuchung wurden dann *in-plane*-Kreissweeps des Magnetfelds durchgeführt, siehe Abschnitt 4.3.2. Dabei wurde die Probe in einem konstanten Feld mit 10 T Stärke gedreht, was sicherstellte, dass die Magnetisierung stets gesättigt war, während der Längswiderstand in mehrere Kristallrichtungen simultan gemessen wurde. Der AMR-effekt zeigt dabei seine typische  $\cos^2$ -Form, welche jedoch zwischen der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung und der  $[110]$ -Richtung ( $x$ - und  $y$ -Richtung) einen leichten Unterschied in der Amplitude aufweist. Zwischen diesen Richtungen und den Richtungen des kubischen Gitters,  $[100]$  und  $[010]$ , besteht ein größerer Unterschied. Bei den 4- und 6-ML-Proben existieren bei Heliumtemperatur Maxima der prozentualen Effektstärke in den  $x$ - und  $y$ -Richtungen, wobei das Maximum in  $y$ -Richtung stärker ausgeprägt ist. Diese Effektstärke besitzt dabei einen kristallinen Anteil, der direkt vom Spin-Bahn-Feld stammt. Bei den 8-ML-Proben befinden sich in  $x$ - und  $y$ -Richtung verschieden ausgeprägte Minima. Durch Auftragungen der prozentualen Effektstärke in einem Polarplot wurden die experimentellen Befunde mit dem zu testenden phänomenologischen Modell verglichen.

---

Diese Form der Plots, die der  $C_{2v}$ -Symmetrie des Systems entspricht, kann mit sehr guter Übereinstimmung mit den Modell gefittet werden. Der Unterschied zwischen der  $x$ - und  $y$ -Richtung entsteht dabei durch die uniaxiale Symmetrie an der Grenzfläche, während die allgemeine Form der Graphen aus der vierzähligen Symmetrie des *bulk*-Eisens folgt. Für steigende Temperatur wird der AMR-Effekt stets schwächer und die Amplituden für die  $x$ - und  $y$ -Richtungen gleichen sich an. Durch den Unterschied des mittleren Widerstands dieser Richtungen wird das Maximum in  $y$ -Richtung bei den 4-ML-Proben zusätzlich verringert, so dass bei 150 K sogar ein Minimum entsteht. Der mittlere Widerstand ist in  $y$ -Richtung stets höher als in  $x$ -Richtung. Dieses Verhalten, dem ebenfalls die uniaxiale Symmetrie der Grenzfläche zu Grunde liegt, steht genau wie die prozentuale Effektstärke in Einklang mit dem phänomenologischen Modell.

Zusätzlich zur Verfügung stehende *First-Principles*-Studien, bei denen die Anisotropie der Ladungsdichte und die Magnetanisotropie der Ladungsdichte berechnet wurden, bekräftigen diese Ergebnisse qualitativ. Die für eine ideale Grenzfläche berechneten Werte sind dabei deutlich höher als die experimentell bestimmten; für sechs Monolagen beträgt die gemessene Anisotropie des Längswiderstands ca. 4,3 % , während die berechnete 25 % beträgt. bei der Magnetanisotropie ist der Unterschied noch größer (ca. 1 % gegenüber 12 %). Diese Diskrepanzen können mit der Spin-Flip-Streuung und dem Unterschied zwischen idealer und realer Grenzfläche erklärt werden.

Insgesamt konnten also die wesentlichen Transporteigenschaften des Systems experimentell bestimmt werden. Sowohl das Verhalten des kristallinen AMR-Effekts als auch die Anisotropie des Längswiderstands konnten auf die Spin-Bahn-Felder zurückgeführt werden und mit dem phänomenologischen Modell erklärt werden. Noch zu untersuchen wäre die im letzten Kapitel angesprochene Abhängigkeit von elektrischen Feldern. Momentan Gegenstand aktueller Untersuchungen ist der Einfluss der zum Abdecken der Eisenlage verwendeten MgO-Schicht, der in dieser Arbeit als vernachlässigbar angenommen wurde. Außerdem laufen aktuell Untersuchungen mit präzedierender Magnetisierung und AC-Strömen mithilfe eines Wellenleiters und des FMR-Aufbaus.



# A. Prozessdokumentation

## Herstellung des Probenmaterials

Material 1 (6 ML, Wafernummer: MC100505B):

- Aufwachsen des Backgateschichtsystems und von 100 nm intrinsischem GaAs
- Aufwachsen der Fe-Schicht (6 ML) mit der Metall-MBE ohne Vakuumbruch
- Thermisches Aufdampfen von ca. 10 nm MgO
- Ausbau aus dem MBE-System, Brechen des Wafers in zwei Hälften und schnellstmöglicher Einbau in die ALD bzw. Univex
- Aufwachsen von ca. 15 nm Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> in der ALD (90 °C-Prozess, Standard Purge mit 60 sec Wartezeit) bzw. Aufdampfen von ca. 10 nm MgO in der Univex
- Schutzbelackung der Waferstücke mit ARP (Allresist Positiv) 3740, 20 sec bei 1000 U/min, Beschleunigung 9
- Ausheizen auf der Hotplate 4 min bei 90 °C
- Ritzen (Stärke 1) und Brechen von Probenstücken (Größe 5,5 mm mal 5,5 mm)

Material 2 (4, 6, 8 ML, Wafernummer: MC130124A):

- Aufwachsen von 100 nm intrinsischem GaAs auf das GaAs-Substrat mit der MBE
- Aufwachsen der Fe-Schicht (4, 6 und 8 ML) mit der Metall-MBE ohne Vakuumbruch
- Thermisches Aufdampfen von ca. 10 nm MgO
- Ausbau aus dem MBE-System und schnellstmöglicher Einbau in die ALD
- Aufwachsen von ca. 15 nm Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (90 °C-Prozess, Standard Purge mit 60 sec Wartezeit)
- Zerteilen des Wafers mit Hilfe des Diamantritzstifts in die drei Teilstücke
- Schutzbelackung der Waferstücke mit ARP (Allresist Positiv) 3740, 20 sec bei 1000 U/min, Beschleunigung 9
- Ausheizen auf der Hotplate 4 min bei 90 °C

- Ritzen (Stärke 1) und Brechen von Probenstücken (Größe 6 mm mal 6 mm)

## Probenstrukturierung

- Strukturieren der Hallbar mit optischer Lithographie
  - Standardreinigung der Probenstücke in Aceton und Propanol, Trockenblasen
  - Belacken mit Photolack S1813 (Shipley dick), 4500 U/min, 30 sec, Beschleunigung 0
  - Ausheizen auf der Hotplate 2 min bei 90 °C
  - Belichten im Mask Aligner (Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss) 8 sec mit Maske 59 oder 6 sec Maske Klostermann
  - Entwickeln 60 sec in Microposit Developer (MicroDev) pur, Abwaschen des Entwicklers in der Kaskadenspülung, Trockenblasen
- Ätzen der Hallbar in der CAIBE
  - Aufkleben des Probenstücks auf den Probenhalter der CAIBE mit Fixogum
  - Einschleusen in die CAIBE
  - Ätzen mit Rezept 21, MFC Ar 15 %, 4 mal 120 sec
  - Ausschleusen
  - Abwaschen des Photolacks mit der Standardreinigung, Reste mit der Acetonspritze entfernen, Trockenblasen
- optische Lithographie zur Herstellung der Kontaktpads, gleiche Vorgehensweise wie bei der Hallbarstrukturierung
- Aufdampfen der Kontaktpads in der UNIVEX 550
  - Aufkleben des Probenstücks auf den Probenhalter mit Fixogum und Einbauen in die Aufdampfkammer
  - Abpumpen der Kammer bis unter  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar
  - Aufdampfen von 15 nm Ti mit ca. 0,3 Å/sec und 130 nm Au mit ca. 2 Å/sec
  - Ausbauen
- Lift-off in warmem Aceton (60 °C, mind. 12 Stunden), Goldreste mit der Acetonspritze beseitigen

---

## Kontaktieren der Strukturen

- Schutzbelacken mit Photolack S1813 (Shipley dick), 4500 U/min, 30 sec, Beschleunigung 0, Ausheizen 2 min bei 90 °C
- Ritzen (Stärke 1) und Brechen des Probenstücks, um einzelne Hallbars zu erhalten
- Einkleben dieser Teilstücke in Chipcarrier
  - Standardreinigung der Proben und der Carrier in Aceton und Propanol
  - Einkleben der Proben in den Carrier mit Leitsilberkleber bzw. PMMA-Kleber
  - Ausheizen auf der Hotplate 5 min bei 90 °C
- Bonden der Proben mit dem Alu-Bonder, Power auf der Probe 200, Rest Standard (Power 180, Zeit 100 ms) bzw. mit dem Gold-Bonder, Power und Zeit auf 5,5





# Literaturverzeichnis

- [1] M.N. BAIBICH, J.M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, AND J. CHAZELAS: *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988)
- [2] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH, W. ZINN: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic inter-layer exchange*, Phys. Rev. B 39, 4828(R) (1989)
- [3] M. JULLIÈRE: *Tunneling between ferromagnetic films*, Phys. Lett. 54A, 225 (1975)
- [4] J. MOSER: *TMR- und TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren*, Dissertation, Universität Regensburg, Mai 2007
- [5] C. GOULD, C. RÜSTER, T. JUNGWIRTH, E. GIRGIS, G.G. SCHOTT, R. GIRAUD, K. BRUNNER, G. SCHMIDT, L.W. MOLENKAMP: *Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer*, Phys. Rev. Lett. 93, 117203 (2004)
- [6] J. MOSER, A. MATOS-ABIAGUE, D. SCHUH, W. WEGSCHEIDER, J. FABIAN, D. WEISS: *Tunneling Anisotropic Magnetoresistance and Spin-Orbit Coupling in Fe/GaAs/Au Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. 99, 056601 (2007)
- [7] M. LOBENHOFER: *TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren*, Dissertation, Universität Regensburg, 2012
- [8] M. WIMMER, M. LOBENHOFER, J. MOSER, A. MATOS-ABIAGUE, D. SCHUH, W. WEGSCHEIDER, J. FABIAN, K. RICHTER, D. WEISS: *Orbital effects on tunneling anisotropic magnetoresistance in Fe/GaAs/Au junctions*, Phys. Rev. B 80, 121301(R) (2009)
- [9] A. MATOS-ABIAGUE, J. FABIAN: *Anisotropic tunneling magnetoresistance and tunneling anisotropic magnetoresistance: Spin-orbit coupling in magnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. B 79, 155303 (2009)
- [10] J. FABIAN, A. MATOS-ABIAGUE, C. ERTLER, P. STANO, I. ŽUTIĆ: *Semiconductor Spintronics*, Acta Phys. Slovaca 57, 565 (2007)

- [11] M. GMITRA, A. MATOS-ABIAGUE, C. DRAXL, J. FABIAN: *Magnetic Control of Spin-Orbit Fields: A First-Principles Study of Fe/GaAs Junctions*, Phys. Rev. Lett. 111, 036603 (2013)
- [12] W.A. HARRISON: *Theory of polar semiconductor surfaces*, Journal of Vacuum Science & Technology 16, 1492 (1979); doi: 10.1116/1.570229
- [13] R. MOOSBÜHLER: *GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktionen und epitaktische Fe-schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie*, Dissertation, Universität Regensburg, 2003
- [14] T. ASHRAF, C. GUSENBAUER, J. STANGL, G. HESSER, M. WEGSCHEIDER, R. KOCH: *Stress and interdiffusion during molecular beam epitaxy of Fe on As-rich GaAs(001)*, J. Phys.: Condens. Matter 23 (2011) 042001 (4pp)
- [15] M. BROCKMANN: *Epitaxie und magnetische in-plane-Anisotropie dünner Fe(001)-Schichten auf Au(001) und GaAs(001)*, Dissertation, Universität Regensburg, 2000
- [16] F. BENSCH: *Der magnetische Phasenübergang und das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Eischichten auf Galliumarsenid*, Dissertation, Universität Regensburg, 2001
- [17] E.M. KNEEDLER, B.T. JONKER, P.M. THIBADO, R.J. WAGNER, B.V. SHANABROOK, L.J. WHITMAN: *Influence of substrate surface reconstruction on the growth and magnetic properties of Fe on GaAs(001)*, Phys. Rev. B 56, 8163 (1997)
- [18] P.M. THIBADO, E.M. KNEEDLER, B.T. JONKER, B.R. BENNETT, B.V. SHANABROOK, L.J. WHITMAN: *Nucleation and growth of Fe on GaAs(001)-(2x4) studied by scanning tunneling microscopy*, Phys. Rev. B 53, R10481 (1996)
- [19] R. PULWEY: *Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten*, Dissertation, Universität Regensburg, 2007
- [20] S.C. ERWIN, S.-H. LEE, M. SCHEFFLER: *First-principles study of nucleation, growth, and interface structure of Fe/GaAs*, Phys. Rev. B 65, 205422 (2002)
- [21] K.I. SANO, MIYAGAWA: *Surface Segregations during Epitaxial Growth of Fe/Au Multilayers on GaAs(001)*, Jpn. J. Appl. Phys. 30, 1991, 2878
- [22] S. MIRBT, B. SANYAL, C. ISHEDEN, B. JOHANSSON: *First-principles calculations of Fe on GaAs(100)*, Phys. Rev. B 67, 155421 (2003)
- [23] J.M. LEE, S.J. OH, K.J. KIM, S.U. YANG, J.H. KIM, J.S. KIM: *Kinetic stabilization of a pristine Fe film on (4x2)-GaAs(100)*, Phys. Rev. B 75, 125421 (2007)

- 
- [24] D.O. DEMCHENKO, A. Y. LIU: *Influence of interface structure on electronic properties and Schottky barriers in Fe/GaAs magnetic junctions*, Phys. Rev. B 73, 115332 (2006)
- [25] G. WEDLER, B. WASSERMANN, R. NÖTZEL, R. KOCH: *Stress evolution during Fe(001) epitaxy on GaAs(001)*, APL 78, 1270 (2001); doi: 10.1063/1.1351527
- [26] H.-P. SCHÖNHERR, R. NÖTZEL, W. MA, K. H. PLOOG: *Evolution of the surface morphology of Fe grown on GaAs (100), (311)A, and (331)A substrates by molecular beam epitaxy*, Journal of Applied Physics 89, 169 (2001); doi: 10.1063/1.1330556
- [27] T.J. ZEGA, A. T. HANBICKI, S. C. ERWIN, I. ŽUTIĆ, G. KIOSEOGLOU, C. H. LI, B. T. JONKER, R. M. STROUD: *Determination of Interface Atomic Structure and Its Impact on Spin Transport Using Z-Contrast Microscopy and Density-Functional Theory*, Phys. Rev. Lett. 96, 196101 (2006)
- [28] J.M. LEBEAU, QI O. HU, C. J. PALMSTRØM, S. STEMMER: *Atomic structure of postgrowth annealed epitaxial Fe/(001)GaAs interfaces*, Applied Physics Letters 93, 121909 (2008); doi: 10.1063/1.2990622
- [29] R. MOOSBÜHLER, F. BENSCH, M. DUMM, G. BAYREUTHER: *Epitaxial Fe Films on GaAs(001): Does the substrate surface reconstruction affect the uniaxial magnetic anisotropy?*, Journal of Applied Physics 91, 8757 (2002); doi: 10.1063/1.1447205
- [30] G. WASTLBAUER, J.A.C. BLAND: *Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates*, Advances in Physics 54, 137-219 (2005)
- [31] M. ZÖLFL: *epitaktische Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) ohne „magnetisch tote“ Lagen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 1997
- [32] G. BAYREUTHER, J. PREMPER, M. SPERL, D. SANDER: *Uniaxial magnetic anisotropy in Fe/GaAs(001): Role of magnetoelastic interactions*, Phys. Rev. B 86, 054418 (2012), doi: 10.1103/PhysRevB.86.054418
- [33] E. SJÖSTEDT, L. NORDSTRÖM, F. GUSTAVSSON, O. ERIKSSON: *On the uniaxial magnetocrystalline anisotropy of metal/semiconductor interfaces; Fe/ZnSe(001)*, Phys. Rev. Lett. 89, 267203 (2002)
- [34] R. GROSS, A. MARX: *Vorlesungsskript: Spinelektronik*, Walther-Meissner-Institut München, Sommersemester 2004
- [35] D. WEISS: *Vorlesungsskript: Festkörperphysik*, Universität Regensburg, Wintersemester 2013/14
- [36] A. DUGDALE: *Electronic Properties of Metals and Alloys*, Edward Arnold Publishers, London, 1982

- [37] J.M. ZIMAN (EDITOR): *Electrons and Phonons*, Clarendon Press, London, 1963
- [38] J.M. ZIMAN: *Prinzipien der Festkörpertheorie*, Verlag Harry Deutsch, Zürich, 1975
- [39] B.L. ALTSHULER, A. G. ARONOV: *Zero bias anomaly in tunnel resistance and electron-electron interaction*, Solid State Commun., 30:115 (1979)
- [40] P.A. LEE, T.V. RAMAKRISHNAN: *Disordered electronic systems*, Rev. Mod. Phys., 57:287 (1985)
- [41] D. NEUMAIER, M. SCHLAPPS, U. WURSTBAUER, J. SADOWSKI, M. REINWALD, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS: *Electron-electron interaction in one- and two-dimensional ferromagnetic (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B 77, 041306(R) (2008)
- [42] R. RAIMONDI, P. SCHWAB, C. CASTELLANI: *Nonlinear effects and dephasing in disordered electron systems*, Phys. Rev. B, 60:5818 (1999)
- [43] P. SCHWAB: *Electron-Electron Interactions and Charge Transport in Mesoscopic Conductors*, Habilitationsschrift, Universität Augsburg (2002)
- [44] G. BERGMANN: *Weak localization in thin films*, Phys. Rep., 107:1 (1984)
- [45] M. BRANDS: *Elektronischer Transport in nanostrukturierten ferromagnetischen Leiterbahnen*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [46] E.H. SONDHEIMER: *The mean free path of electrons in metals*, Advances in Physics, 1:1, 1-42, doi: 10.1080/00018735200101151
- [47] K. FUCHS: *The conductivity of thin metallic Films according to the electron theory of metals*, Proc. Camb. Phil. Soc., 34, pp 100-108, doi:10.1017/S0305004100019952
- [48] N.W. ASHCROFT, N.D. MERMIN: *Festkörperphysik*, Oldenburg Verlag, 2007
- [49] N.F. MOTT: *The Electrical Conductivity of Transition Metals*, Proc. Roy. Soc. 153, 699 (1936), doi: 10.1098/rspa.1936.0031
- [50] J.W.F. DORLEJIN, A.R. MIEDEMA: *A quantitative investigation of the two current conduction in nickel alloys*, J. Phys. F: Metal Phys. Vol. 5, pp 487-496 (1975)
- [51] I.A. CAMPBELL, A. FERT, A.R. POMEROY: *Evidence for Two Current Conduction in Iron*, Phil. Mag., Vol. 15, p. 977 (1967)
- [52] M. KOHLER: *Zur magnetischen Widerstandsänderung reiner Metalle*, Ann. Phys., 424: 211-218 (1938), doi: 10.1002/andp.19384240124
- [53] I.A. CAMPBELL, A. FERT: *Transport properties of ferromagnets*, Ferromagnetic Materials, Vol. 3, 747 (1982)

- [54] W. THOMSON: *On the electro-dynamic qualities of metals: effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron*, Proc. Roy. Soc., 8, 546 (1857)
- [55] A.W. RUSHFORTH, K. VÝBORNÝ, C.S. KING, K.W. EDMONDS, R.P. CAMPION, C.T. FOXON, J. WUNDERLICH, A.C. IRVINE, P. VAŠEK, V. NOVÁK, K. OLEJNÍK, J. SINOVA, T. JUNGWIRTH, AND B.L. GALLAGHER: *Anisotropic Magnetoresistance Components in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. 99, 147207 (2007)
- [56] O. JAOUŁ, I.A. CAMPBELL, A. FERT: *Spontaneous resistivity anisotropy in Ni alloys*, J. Magn. Magn. Mater. 5 (1977), p. 23
- [57] M. DÖPPE: *Magnetotransport- und Anisotropieuntersuchungen an (001)- und (311)A-(Ga,Mn)As*, Dissertation, Universität Regensburg, 2007
- [58] H. EBERT, A. VERNES, JOHN BANHART: *Anisotropic electrical resistivity of ferromagnetic Co-Pd and Co-Pt alloys*, Phys. Rev. B 54, 8479 (1996)
- [59] I.A. CAMPBELL, A. FERT, O. JAOUŁ: *The spontaneous resistivity anisotropy in Ni-based alloys*, J. Phys. C3, 595 (1970)
- [60] T.R. MCGUIRE, R.I. POTTER: *Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys*, IEEE Trans. Magn. 11, 1018 (1975)
- [61] R.I. POTTER: *Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu alloys*, Phys. Rev. B 10, 4626 (1974)
- [62] R.P. VAN GORKOM, J. CARO, T.M. Klapwijk, AND S. RADELAAR: *Temperature and angular dependence of the anisotropic magnetoresistance in epitaxial Fe Films*, Phys. Rev. B 63, 134432 (2001)
- [63] W. DÖHRING: *Die Abhängigkeit des Widerstandes von Nickelkristallen von der Richtung der spontanen Magnetisierung*, Ann. Phys., 424: 259-276 (1938)
- [64] M. GMITRA: mündliche Mitteilung
- [65] G. DRESSELHAUS: *Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures*, Phys. Rev. 100, 580 (1955)
- [66] Y.A. BYCHKOV, E.I. RASHBA: *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, JETP Lett. 39, 78 (1984)
- [67] P. SCHNEIDER: *Terahertz-Laserspektroskopie von Spinphotoströmen in Halbleiter-Quantentrögen*, Dissertation, Universität Regensburg, 2005
- [68] S.D. GANICHEV, V.V. BEL'KOV, L.E. GOLUB, E.L. IVCHENKO, P. SCHNEIDER, S. GIGLBERGER, J. EROMS, J. DE BOECK, G. BORGHS, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS, W. PRETTL: *Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. 92, 256601 (2004)

- [69] S.D. GANICHEV: *Terahertz Spin- Photocurrents and Rashba/Dresselhaus spin-orbit coupling*, Vortrag in: French CNRS-GDR Network "SESAME", Toulouse, Juni 2004
- [70] J.D. JACKSON: *Classical Electrodynamics*, 3. Edition, Wiley, New York, 1998
- [71] J. FABIAN: *Slides on spin-orbit coupling in solids*, Vorlesungsnotizen, Universität Regensburg
- [72] T. UEMURA, M. HARADA, K. MATSUDA, M. YAMAMOTO: *Internal electric field influence on tunneling anisotropic magnetoresistance in epitaxial ferromagnet/n-GaAs junctions*, Applied Physics Letters 96, 252106 (2010)
- [73] T. HUPFAUER, A. MATOS-ABIAGUE, M. GMITRA, F. SCHILLER, J. LOHER, D. BOUGEARD, C.H. BACK, J. FABIAN, D. WEISS: *Emergence of spin-orbit fields in magnetotransport of quasi two-dimensional Fe on GaAs*, Nature Commun., 6:7374 (2015); doi:10.1038/ncomms8374
- [74] T. HUPFAUER, A. MATOS-ABIAGUE, M. GMITRA, F. SCHILLER, J. LOHER, D. BOUGEARD, C.H. BACK, J. FABIAN, D. WEISS: *Emergence of spin-orbit fields in magnetotransport of quasi two-dimensional Fe on GaAs*, Nature Commun., 6:7374 (2015); doi:10.1038/ncomms8374, supplemental material
- [75] R.L. PUURUNEN: *Surface chemistry of atomic layer deposition: A case study for the trimethylaluminum/water process*, Journal of Applied Physics 97, 121301 (2005)
- [76] T. HUPFAUER: *Untersuchungen zu Anisotropie an Fe/GaAs Grenzflächen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2009
- [77] C. HASSEL, F.M. RÖMER, G. DUMPICH, J. LINDNER : *Absence of weak electron localization in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Forschungsbericht 08-02 Arbeitsgruppe M. Farle, Universität Duisburg-Essen, 2008
- [78] C. HASSEL: *Spinabhängiger Transport in epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110)*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2009
- [79] M. LOHR: *Quantitative Bestimmung innerer elektrischer Felder mit Hilfe von Differentieller Phasenkontrastmikroskopie*, Dissertation, Universität Regensburg, 2013
- [80] G. WOLTERSDORF: *Spin pumping and Two-Magnon Scattering in Magnetic Multilayers*, Dissertation, Simon Fraser University, 2004
- [81] C.H. BACK: mündliche Mitteilung

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die auf die ein oder andere Weise zu dieser Arbeit oder zu meinem Studium im Allgemeinen beigetragen haben (in Teilen identisch zu meiner Diplomarbeit [76], da immer noch gültig):

- Prof. Dieter Weiss, der mir die Arbeit an diesem interessanten Thema erst ermöglichte und oftmals wissenschaftliche Ratschläge und andere Hilfen geben konnte, wobei er mir stets genügend Freiräume ließ, um eigene Ideen umzusetzen.
- Prof. Jaroslav Fabian, Dr. Alex Matos-Abiague und Dr. Martin Gmitra für ihre theoretische Arbeit.
- Dr. Dieter Schuh, Josef Loher, Fritz Schiller und dem restlichen MBE-Team von den Gruppen von Prof. Dominique Bougeard und Prof. Christian Back für die Herstellung des Probenmaterials.
- Martin Buchner und Markus Härtinger vom Lehrstuhl von Prof. Christian Back für die MOKE- bzw. die FMR-Messung.
- Prof. Josef Zweck für die TEM-Bilder und seine Zeit.
- Prof. Christian Back und Prof. Günther Bayreuther für ihre Zeit und hilfreiche Anregungen.
- Dr. Matthias Kronseder, Dr. Martin Gmitra, Benedikt Bauer, Martin Buchner und Markus Härtinger für die hilfreichen Erklärungen und Diskussionen in ihren jeweiligen Spezialgebieten.
- Allen meinen Bürokollegen; Basti Birkner, Mario Bamesreiter, Ben Deinhardt, Dr. Mariusz Ciorga, Thorsten Sandler, Martin Oltcher und Thomas Kuczmik für die gute Atmosphäre und die entstandenen Freundschaften.
- Den Technikern Conny Deinhart, Uli Gürster, Michael Weigl und Florian Birkner für die Geräteeinführungen, frühmorgentliche Reparaturen und andere Hilfen.
- Christian Haimerl und Thomas Solleder, unseren He-Boys, die es immer schafften, uns mit genügend kalten Flüssigkeiten zu versorgen.
- Claudia Rahm und Elke Haushalter, die in organisatorischen und bürokratischen Fragen immer sehr hilfsbereit und hilfreich waren.

- Dem ganzen Lehrstuhl von Professor Dr. Weiss für die gute Zusammenarbeit und das tolle Arbeitsklima.
- Allen Korrekturlesern
- Bei meinem Diplomarbeitsbetreuer Michael Lobenhofer, der mir viele Arbeitstechniken beibrachte und im Laufe der Zeit zu einem Freund wurde.
- Bei meinem langjährigen Freund, Kommilitonen und WG-Mitbewohner Tobias Zweifel für eine schöne Zeit während des gesamten Studiums und für die vielen fachlichen und nicht- fachlichen Diskussionen in der Uni und daheim.
- Bei meinen Eltern Klaus und Christine Hupfauer, die mir das Studium in dieser Form erst ermöglichten und mich während der gesamten Schul- und Studienzeit immer unterstützten, sowie beim gesamten Rest meiner Familie, meinem Bruder Stefan und meinen Großeltern, für ihre Unterstützung und ihr Verständnis (vor allem wenn sie mich in den Wochen vor den Prüfungen ertragen mussten). Danke für eine schöne Zeit mit euch!